

Université Paris XI

THESE DE DOCTORAT

pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE Paris XI
Spécialité : astroparticules

Présentée par

Damien DORNIC

Institut de Physique Nucléaire d'Orsay

**Développement et caractérisation de
photomultiplicateurs hémisphériques pour les
expériences d'astroparticules – Etalonnage des
détecteurs de surface et analyse des gerbes
horizontales de l'Observatoire Pierre Auger**

Soutenue le 29 septembre 2006 devant le jury composé de :

**M. John Carr
M. Gianni Navarra
M. Reza Ansari
Mme Tiina Suomijärvi
M. Pascal Lavoute
M. Masahiro Teshima**

**Rapporteur
Rapporteur
Président
Directrice de thèse**

« Se donner du mal pour les petites choses, c'est parvenir aux grandes, avec le temps ».
Samul Beckett

Remerciement

Je tiens en premier lieu à remercier l'ensemble des membres du jury d'être venu à ma soutenance parfois de très loin et pour l'intérêt porté à cette thèse. Je tiens à saluer tout particulièrement mes deux rapporteurs qui ont accepté de lire attentivement ce manuscrit et pour l'ensemble des discussions que nous ayons eu ensemble.

Je tiens également à exprimer ma gratitude à l'ensemble du personnel de l'IPN, en particulier la direction pour m'avoir accueilli chaleureusement dans le laboratoire et pour être venu à ma soutenance malgré un emploi du temps chargé.

Un très grand merci à Tiina, Isabelle, Olivier et Etienne pour m'avoir accueilli dans le groupe Auger. Je ne vous remercierais jamais assez pour tout le temps que vous avez passé à m'encadrer afin de mener à bien l'ensemble des études entreprises dans un cadre très agréable. Ces trois et demi ont été exceptionnelles pour moi tant sur le plan du travail que sur le plan humain. Merci également à Alexandre, Denis, Julien et Véronique pour avoir accompagné mes premiers pas de chercheur et pour avoir partagé tant de moments agréables.

Je remercie tous les membres des groupes français impliqués dans la collaboration Auger pour l'accueil qui m'ont réservé, avec lesquels j'ai beaucoup appris et pour les excellents moments passés en Argentine sur la terrasse du QV ou bien autour d'un bon asado.

Je voudrai remercier l'ensemble de l'équipe du développement des PM du groupe Photonis pour m'avoir si souvent accueilli à Brive et en particulier Pascal Lavoute, « Monsieur PM », pour avoir si bien encadré mon travail malgré un emploi du temps plus chargé que celui d'un ministre. Les discussions avec toi auront été très enrichissantes. Toutes ces études sur les PM n'auraient pas pu se faire sans l'équipe de choc du groupe RDD de l'IPN. Un très grand merci à Joël pour m'avoir encadré sur la partie PM, pour toutes les discussions très intéressantes dans le RER de 18h15 et pour avoir relu et corrigé la première partie de ce manuscrit avec tant de minutie. Merci aussi à Bernard et à Thi qui dans un style très différent m'ont beaucoup apporté.

Enfin, je veux exprimer toute ma gratitude à ma famille pour m'avoir tellement soutenu durant ces longues années d'étude.

Introduction	11
A Etude de photomultiplicateurs hémisphériques dédiés aux expériences d'astroparticules	13
A-1 Introduction	15
A-2 Photomultiplicateurs hémisphériques et exemples d'applications	17
A-2.1 Généralités sur les tubes photomultiplicateurs	17
A-2.2 Principaux paramètres des photomultiplicateurs	19
A-2.2.1 Sensibilité de photocathode et rendement quantique	19
A-2.2.2 Réponse en électron unique: gain et rapport P/V	20
A-2.2.3 Réponse en temps	22
A-2.2.4 Courant d'obscurité	23
A-2.2.5 Post impulsions et impulsion retardées	25
A-2.2.6 Influence de l'environnement : champ magnétique et température	26
A-2.3 Utilisation des photomultiplicateurs hémisphériques dans les expériences d'astroparticules	26
A-2.3.1 Expériences actuelles	26
A-2.3.2 Expériences futures	29
A-3 Développement de bancs de test pour la caractérisation de photomultiplicateurs hémisphériques	31
A-3.1 Banc de mesure de bruit et de post impulsions	31
A-3.1.1 Mesure du courant d'obscurité	32
A-3.1.2 Analyse des post impulsions de type II	34
A-3.2 Banc de mesure de la réponse temporelle et de l'efficacité relative de détection	35
A-3.3 Banc de mesure de l'influence du champ magnétique terrestre	37
A-4 Caractérisation du photomultiplicateur de 8 pouces de type XP1806	39
A-4.1 Réponse en électron unique	40
A-4.2 Courant d'obscurité	44
A-4.2.1 Caractérisation	44
A-4.2.2 Influence de la température	46
A-4.2.3 Effet des rayons cosmiques dans le verre du photomultiplicateur	47
A-4.2.4 Effet de la radioactivité contenue dans le verre des photomultiplicateurs	51
A-4.3 Résolution temporelle	52
A-4.4 Influence du champ magnétique terrestre	54
A-4.5 Post-impulsions	56
A-4.5.1 Post impulsion de type II (100 ns – 16 μ s)	56
A-4.5.2 Autres types de post impulsions	63
A-4.6 Linéarité	65
A-4.7 Synthèse des caractéristiques du photomultiplicateur de type XP1806	66
A-5 Caractérisation du photomultiplicateur de 9 pouces de type XP1805	67
A-5.1 Mesure des principales caractéristiques du XP1805	68
A-5.1.1 Réponse en électron unique	68
A-5.1.2 Courant d'obscurité	71
A-5.1.3 Post impulsions de type II	72
A-5.1.4 Linéarité	75
A-5.1.5 Influence du champ magnétique terrestre	77
A-5.2 Résultats des tests de 100 photomultiplicateurs de type XP1805 par la Collaboration Auger	78
A-5.3 Synthèse des caractéristiques du photomultiplicateur de type XP1805	81
A-6 Caractérisation d'une photocathode améliorée	83
A-6.1 Caractérisation de la photocathode améliorée	83
A-6.2 Effets secondaires	87
A-6.3 Synthèse et discussion	89
A-7 Relation entre les dimensions et les principales caractéristiques des photomultiplicateurs	91

A-7.1	Résolution en énergie	91
A-7.2	Bruit de fond en fonction de la température	92
A-7.3	Résolution temporelle	95
A-7.4	Influence du champ magnétique terrestre	96
A-7.5	Post impulsions de type II	97
A-7.6	Synthèse sur les effets de dimension	101
A-8	Conclusion sur les études de photomultiplicateurs	103
A-9	Bibliographie	105
B	<i>Etalonnage des détecteurs de surface et analyse des gerbes horizontales de l'Observatoire Pierre Auger</i>	111
B-1	Introduction	113
B-2	Détection des gerbes atmosphériques par l'Observatoire Pierre Auger	119
B-2.1	Développement des gerbes atmosphériques	119
B-2.1.1	Développement d'une gerbe atmosphérique	119
B-2.1.2	Caractérisation d'une gerbe atmosphérique	121
B-2.1.3	Simulation des gerbes atmosphériques	123
B-2.2	Principales méthodes de détection des gerbes atmosphériques	125
B-2.2.1	Réseau de surface	125
B-2.2.2	Détecteurs de fluorescence	125
B-2.3	Observatoire Pierre Auger	125
B-2.4	Description détaillée d'un détecteur du réseau de surface	129
B-2.4.1	Photomultiplicateur et embase	130
B-2.4.2	Electronique	131
B-2.5	Méthodes générales de reconstruction des gerbes atmosphériques	134
B-2.5.1	Avec les télescope à fluorescence	134
B-2.5.2	Avec le réseau de surface	136
B-2.6	Situation actuelle	137
B-3	Etude de la réponse d'un détecteur Čerenkov : comparaison entre mesures et simulations	139
B-3.1	Description des détecteurs tests	140
B-3.1.1	Détecteur test d'Orsay	140
B-3.1.2	Détecteurs CAPISA et LARABELLE	141
B-3.2	Simulation du détecteur: EasySim	142
B-3.3	Réponse d'une cuve Čerenkov au passage d'un muon	146
B-3.3.1	Muons verticaux (VEM)	146
B-3.3.2	Muons inclinés	154
B-3.3.3	Muons multidirectionnels	161
B-3.4	Influence de la hauteur d'eau	165
B-3.4.1	Mesures et simulations	165
B-3.4.2	Détermination des paramètres : longueur d'absorption de l'eau et réflectivité du Tyvek	169
B-3.5	Synthèse	172
B-4	Fonctionnement des détecteurs du réseau de surface	175
B-4.1	Procédure d'étalonnage	175
B-4.1.1	Ajustement des gains des PM	175
B-4.1.2	Définition d'une valeur de référence	176
B-4.1.3	Conversion des signaux des PM en VEM	178
B-4.1.4	Rapport dynode sur anode	179
B-4.2	Définition des niveaux de déclenchement	181
B-4.2.1	Déclenchements locaux: T1 et T2	181
B-4.2.2	Déclenchement central (T3)	182
B-4.2.3	Sélection d'événements physiques (T4)	183
B-4.3	Surveillance des niveaux de déclenchement locaux	184
B-4.4	Synthèse	185

B-5 Analyse des gerbes horizontales	187
B-5.1 Caractéristiques des gerbes horizontales	190
B-5.1.1 Gerbes hadroniques	190
B-5.1.2 Gerbes de neutrinos	195
B-5.2 Cartes théoriques de muons au sol	196
B-5.2.1 Simulation des gerbes horizontales de nature hadronique	196
B-5.2.2 Cartes de muons au sol	197
B-5.3 Réponse des détecteurs du réseau de surface aux muons inclinés	199
B-5.3.1 Détermination de la réponse aux muons	199
B-5.3.2 Détermination du seuil effectif de déclenchement T1 en charge et en amplitude pour les événements très inclinés	201
B-5.3.3 Validation de la réponse simulée	203
B-5.4 Sélection d'événements horizontaux	205
B-5.5 Procédure de reconstruction horizontale	208
B-5.5.1 Reconstruction angulaire	208
B-5.5.2 Reconstruction de l'énergie	210
B-5.5.3 Critère de qualité de la reconstruction (T5)	213
B-5.5.4 Distribution en énergie des événements	216
B-5.6 Spectre en énergie	218
B-5.6.1 Calcul de l'acceptance horizontale du réseau de surface	219
B-5.6.2 Spectre en énergie des événements horizontaux	221
B-5.7 Test des cartes théoriques de muons au sol	225
B-5.8 Synthèse de l'analyse des gerbes horizontales	231
B-6 Conclusion et perspective sur l'analyse des données de l'Observatoire Pierre Auger	235
B-7 Bibliographie	239

Introduction

Depuis près d'un siècle, l'étude des rayons cosmiques est source de très nombreuses avancées en physique des particules ou en astrophysique et continue d'alimenter les réflexions des physiciens. Depuis la première détection par Victor Hess en 1912 jusqu'à aujourd'hui, les rayons cosmiques ont été étudiés sur plus de 12 ordres de grandeur en énergie, jusqu'à des énergies colossales supérieures à 10^{20} eV. Depuis la découverte des gerbes atmosphériques par Pierre Auger en 1938 avec seulement trois compteurs Geiger-Muller dans les Alpes, les techniques d'observation se sont développées. L'Observatoire Pierre Auger, détecteur de dernière génération actuellement en construction en Argentine, utilise encore le même principe pour étudier l'extrémité du spectre en énergie des rayons cosmiques. Pour détecter les rayons cosmiques de très hautes énergies, en raison du très faible flux, il faut couvrir des surfaces gigantesques de plusieurs milliers de kilomètres carrés. Les photomultiplicateurs (PM) inventés il y a environ 80 ans constituent encore un des photo détecteurs les plus utilisés en physique et en particulier dans la plus part des expériences actuelles d'astroparticules. De nombreuses études sont en cours pour améliorer les caractéristiques des photomultiplicateurs existants qui déterminent bien souvent les performances des détecteurs. Ce manuscrit de thèse est organisé en deux parties indépendantes :

La première partie (A) est dédiée à l'étude et la caractérisation de photomultiplicateurs hémisphériques dans le cadre des expériences d'astroparticules ou de détection des neutrinos. A partir des spécifications de ces expériences construites ou en cours de construction, nous avons défini un ensemble de paramètres clefs à mesurer tels que la sensibilité de photocathode, les réponses en électron unique et temporelles, le courant d'obscurité, les post impulsions, la linéarité et la sensibilité au champ magnétique terrestre (chapitre A-2). Afin de caractériser les PM, nous avons fabriqué à l'IPN d'Orsay trois bancs de test décrits dans le chapitre A-3. Deux types de PM boules fournis par la Société Photonis, équipés de multiplicateurs différents : « linéaire focalisé » avec une grande première dynode (le plus couramment utilisé) et « première dynode de type feuille couplée à multiplicateur linéaire focalisé » (utilisé dans le PM XP1805 de l'expérience Pierre Auger), ont été complètement caractérisés. Les méthodes de mesure et les résultats de ces tests sont présentés dans les chapitres A-4 et A-5. Le chapitre A-6 présente la caractérisation d'un PM de 9 pouces fabriqué avec une nouvelle photocathode bi alcaline développée pour améliorer le rendement quantique. Le dernier chapitre (A-7) contient une étude sur l'évolution des principaux paramètres cités ci-dessus en fonction de la taille des PM (5, 8 et 10 pouces).

La deuxième partie (B) est consacrée à l'étude des détecteurs Čerenkov à eau du réseau de surface et à l'analyse des gerbes horizontales avec l'Observatoire Pierre Auger. Le premier chapitre (B-2) nous permet d'introduire la physique des gerbes atmosphériques et les principales méthodes de détection de ces gerbes. Nous terminons cette partie en décrivant l'Observatoire Pierre Auger et en détaillant les détecteurs du réseau de surface. Le deuxième chapitre (B-3) porte sur l'étude de la réponse des détecteurs Čerenkov aux particules des gerbes qui les traversent en s'intéressant en particulier aux muons. De nombreuses mesures ont été faites sur plusieurs détecteurs tests afin de mettre au point les simulations si importantes pour la reconstruction de l'énergie des gerbes et de déterminer la procédure d'étalonnage de ces détecteurs. Cette procédure, décrite dans le chapitre B-4, est basée sur l'analyse du taux de comptage et du spectre des muons atmosphériques. La définition des

différents niveaux de déclenchement pour sélectionner les évènements physiques est également décrite dans ce chapitre. Le dernier chapitre (B-5) présente une étude complète des gerbes horizontales dont l'angle zénithal est supérieur à 70° . Une méthode de sélection des évènements très inclinés a été mise en place en se basant sur les propriétés particulières de ces gerbes. Après avoir décrit la procédure spécifique de reconstruction de l'énergie basée sur des simulations Monte-Carlo. Cette méthode a été appliquée aux deux ans et demi de données d'Auger afin d'obtenir le spectre en énergie des évènements horizontaux. Celui-ci est comparé au spectre des évènements verticaux. Pour finir nous montrerons comment l'étude des gerbes inclinées constitue un moyen pertinent de caractériser les modèles hadroniques en étudiant le nombre et la répartition des muons des gerbes au sol.

Première partie

A

**Etude de photomultiplicateurs
hémisphériques dédiés aux expériences
d'astroparticules**

*« La science consiste à passer d'un étonnement à un autre »
Aristote*

A-1 Introduction

Les photomultiplicateurs (PM) hémisphériques sont au cœur des expériences d'astroparticules ou de recherche de neutrino. Les performances des détecteurs dépendent en grande partie des caractéristiques des PM que ce soit pour la résolution en énergie ou en angle. Actuellement, la recherche et le développement sont très actifs dans ce domaine afin d'améliorer les photomultiplicateurs existants. Quelques études ont été entreprises sur la réalisation de photomultiplicateurs de nouveau type tels que les PM hybrides ou multi-anodes.

Dans le premier chapitre (§ A-2), nous donnons un rappel des principales caractéristiques des PM en insistant sur les paramètres principaux tels que la sensibilité de photocathode, les réponses en électron unique et temporelles, le courant d'obscurité et les post impulsions. Cette partie introductive se termine par l'évocation des principales expériences d'astroparticules utilisant des PM de grande taille. Afin de caractériser les PM, nous avons développé à l'IPN d'Orsay deux bancs de tests principaux dédiés d'une part aux mesures de bruit de fond et de post impulsions (§ A-3.1) et d'autre part aux mesures de réponse temporelle et d'efficacité relative de détection (A-3.2). Un petit banc complémentaire est utilisé pour les mesures de l'influence du champ magnétique (A-3.3).

La Société Photonis [a-1] a fourni l'ensemble des photomultiplicateurs de notre étude. Dans ces PM, deux types de multiplicateurs sont utilisés : « linéaire focalisé avec une grande première dynode » (type le plus couramment utilisé dans les expériences d'astroparticules) et « première dynode de type feuille couplée à un multiplicateur linéaire focalisé » (utilisé dans les PM du réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger). Au chapitre A-4 , nous avons décrit les tests réalisés sur un PM standard : le XP1806 de 8 pouces. Ces mesures détaillées constituent aussi des références pour les procédures utilisées sur nos bancs de tests. La caractérisation du XP1805, photomultiplicateur de 9 pouces utilisé dans l'expérience Auger est présentée au chapitre A-5 . Cette partie contient aussi les résultats de tests réalisés par la Collaboration Auger sur une centaine de PM.

Le rendement quantique de la photocathode est un paramètre très important dans beaucoup d'expériences d'astroparticules. Au chapitre A-6 , nous présentons les résultats obtenus sur des PM de 9 pouces dont la photocathode bi-alcaline a été réalisée avec un nouveau procédé. Au chapitre A-7 , nous avons comparé les résultats obtenus sur des PM de différentes dimensions (5, 8 et 10 pouces) et nous avons tenté de dégager des éventuelles corrélations entre les paramètres principaux et la taille des PM. La dernière partie (A-8) est une synthèse des principaux résultats obtenus dans nos études.

A-2 Photomultiplicateurs hémisphériques et exemples d'applications

Les photomultiplicateurs (PM) sont des détecteurs de lumière extrêmement sensibles qui ont une réponse proportionnelle à l'intensité de la lumière incidente. La possibilité d'avoir une grande surface de détection, un haut gain et de détecter un seul photon donne aux PM un avantage important par rapport aux autres détecteurs de lumière.

A-2.1 Généralités sur les tubes photomultiplicateurs

La Figure A-1 présente le schéma d'un PM de type hémisphérique. Le PM est constitué d'une enceinte de verre (sous vide) qui contient une photocathode et un multiplicateur d'électron [a-4][a-5]. La lumière est détectée au niveau de la photocathode où les photons génèrent des électrons par effet photoélectrique. Ces électrons émis (ou photoélectrons) sont accélérés et focalisés par un champ électrostatique vers la première dynode (D1) du multiplicateur. Les impacts des électrons sur les dynodes libèrent par émission secondaire un certain nombre d'électrons secondaires qui sont à leur tour accélérés et focalisés vers les dynodes suivantes. Les électrons émis par la dernière dynode sont collectés sur une électrode spéciale appelée anode sur laquelle est pris le signal de sortie.

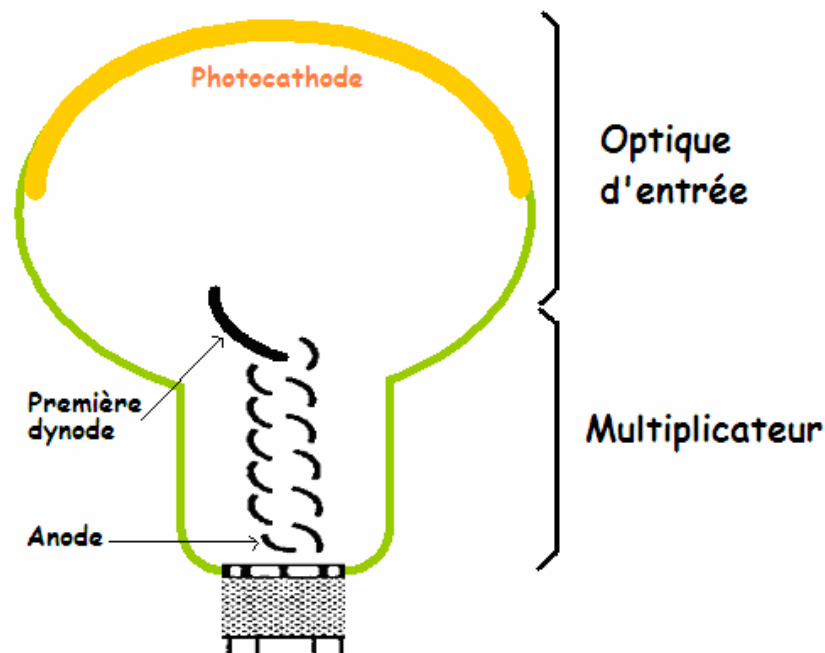


Figure A-1 : Schéma d'un photomultiplicateur hémisphérique.

Dans les grands PM (au-delà de 5 pouces de diamètre), la fenêtre d'entrée est de forme hémisphérique. Les principaux matériaux utilisés sont le verre borosilicate ou « pyrex » (verre dur), le verre UV et le quartz. Le matériau constituant la fenêtre d'entrée limite la sensibilité spectrale de la photocathode dans le domaine des courtes longueurs d'onde. Par exemple, la coupure basse en longueur d'onde pour le verre borosilicate est autour de 300 nm.

La photocathode est constituée d'une couche mince de matériaux semi-conducteurs photoémissifs déposée directement sur la face interne de la fenêtre d'entrée par vaporisation sous vide. Il existe différents types de photocathode selon l'étendue spectrale de la lumière détectée comme par exemple une photocathode bi alcaline composée de SbKCs pour une région bleue ou tri alcaline avec NaKSbCs pour une détection étendue dans le rouge.

L'optique d'entrée sert à diriger les photoélectrons émis par la photocathode vers la première dynode (D1) du multiplicateur à l'aide d'électrodes focalisatrices ou accélératrices. L'optique d'entrée doit satisfaire deux critères :

- Collecter un maximum d'électrons sur D1.
- Minimiser les dispersions de temps de transit des électrons dans l'optique.

Il existe différentes structures de dynodes (Figure A-2) dont les plus couramment utilisées sont les dynodes en structure linéaire focalisée de type Rajmann, en persienne ou en feuille. Le choix du type de dynodes dépend d'un compromis entre différents paramètres physiques comme le gain, la résolution, la rapidité. Il existe des multiplicateurs hybrides qui combinent plusieurs structures de dynodes. La couche photoémissive des dynodes est en général composée de BeCu ou de SbCs. Le nombre d'électrons secondaires émis dépend de la nature des matériaux de la dynode et de l'énergie des électrons incidents. Pour un nombre d'étages donné et pour une tension donnée, plus ce coefficient est grand, plus le gain est élevé.

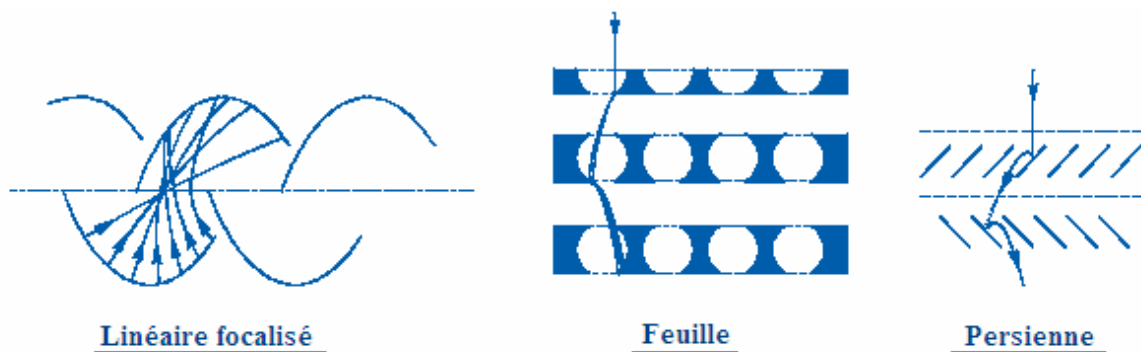


Figure A-2 : Schéma de principe des différentes structures de multiplicateur [a-4].

Les principales caractéristiques d'un PM sont [a-1][a-2][a-3]:

- Diamètre effectif du PM (surface de la photocathode)
- Rendement quantique (ou sensibilité de photocathode) caractérisant la probabilité moyenne de conversion des photons en électrons
- Efficacité de collection de l'optique d'entrée définie comme le rapport entre le nombre d'électrons émis par la photocathode sur celui reçus sur la première dynode.
- Gain (du multiplicateur) défini comme le rapport du nombre d'électrons reçus sur l'anode par celui reçus sur la première dynode
- Résolution en énergie mesurée comme le rapport P/V (pic/vallée) dans la réponse en électron unique.

- Caractéristiques temporelles: largeur et temps de montée de l'impulsion, temps de transit et dispersion de ce temps de transit
- Courant d'obscurité ou bruit de fond exprimé en courant ou en nombre d'impulsions en l'absence de lumière
- Post impulsions : impulsions émises après l'impulsion principale
- Linéarité entre la lumière incidente et la charge électrique sur l'anode
- Sensibilité au champ magnétique terrestre définie comme l'amplitude des variations du gain en fonction de l'orientation du PM

Les caractéristiques essentielles auxquelles nous nous sommes intéressées seront présentées en détail dans la partie suivante.

A-2.2 Principaux paramètres des photomultiplicateurs

A-2.2.1 Sensibilité de photocathode et rendement quantique

La sensibilité de photocathode quantifie l'efficacité de conversion des photons en électrons. La relation entre la sensibilité et la longueur d'onde s'appelle une sensibilité spectrale. La Figure A-3 représente les réponses spectrales des photocathodes les plus couramment utilisées. La sensibilité spectrale est limitée du côté des grandes longueurs d'onde par le seuil photoélectrique des matériaux semi conducteurs constituant la photocathode et du côté des courtes longueurs d'onde par le type de verre de la fenêtre d'entrée.

Selon les applications, les termes d'efficacité quantique (%), de sensibilité énergétique ($A.W^{-1}$) et de sensibilité lumineuse ($A.lm^{-1}$) sont utilisés pour caractériser la sensibilité de photocathode. Le rendement quantique (QE, pour *quantum efficiency*) est défini comme le pourcentage moyen de photons incidents convertis en photoélectrons. Il est surtout employé dans les applications avec un faible nombre de photons ou en détection d'impulsions. La sensibilité énergétique est définie comme le courant de photocathode créé par un flux énergétique donné. L'efficacité quantique est reliée à la sensibilité énergétique (Sk_e) par la relation suivante :

$$QE(\%) = 124 \frac{S_{k_e}(A/W)}{\lambda(nm)} \text{ où } \lambda \text{ est la longueur d'onde}$$

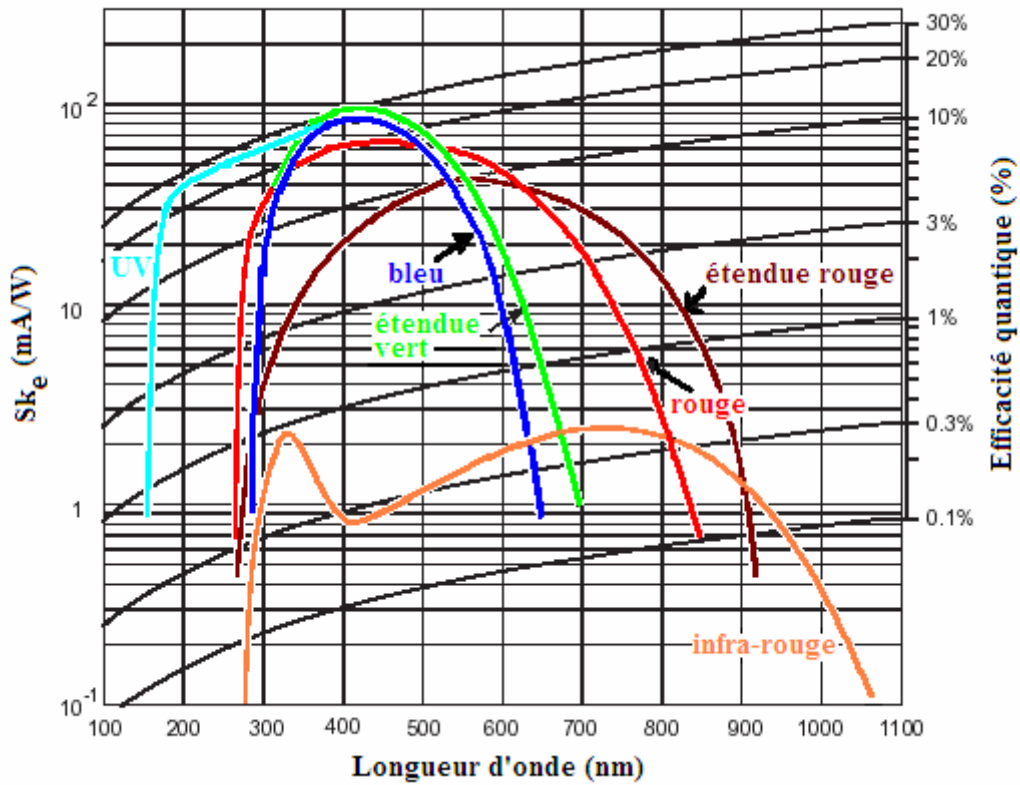


Figure A-3 : Sensibilités spectrales pour différents types de photocathode [a-4].

La sensibilité est habituellement définie pour une composition spectrale déterminée de la lumière d'excitation. C'est ainsi qu'on distingue :

- la sensibilité en lumière blanche
- la sensibilité en lumière bleue mesurée avec un filtre spécial Corning Blue (430 nm).
- la sensibilité dans l'infrarouge qui n'intéresse pas notre étude

A-2.2.2 Réponse en électron unique: gain et rapport P/V

Le gain G du multiplicateur est défini comme le rapport entre le nombre d'électrons recueillis à l'anode et celui reçus sur la première dynode. Pour un multiplicateur de N étages, le gain total sera le produit des contributions de chaque étage g_i , il s'exprime par la relation suivante :

$$G = \prod_{i=1}^N g_i$$

Avec un faible nombre de dynodes, on peut atteindre des gains très importants, de l'ordre de 10^6 à 10^7 . Pour avoir un gain plus important, on ajoute des étages au multiplicateur. Le gain g_i d'un étage est une fonction croissante de la tension V_{D_{i-1}, D_i} appliquée entre les dynodes D_{i-1} et D_i :

$$g_i = k_i V_{D_{i-1}, D_i}^\alpha$$

où k_i est une constante et α est un coefficient qui dépend des matériaux et de la géométrie. Pour un type de multiplicateur donné, α est à peu près constant. Déterminée expérimentalement, la valeur de α est généralement comprise entre 0,6 et 0,8. Des deux formules précédentes, on peut déduire une relation entre le gain et la haute tension V_{HT} appliquée aux bornes du tube :

$$G = K(V_{HT})^{N\alpha} \quad \text{où } K \text{ est une constante.}$$

Équation A-1

Une mesure importante pour déterminer la qualité d'un multiplicateur est la réponse en électron unique [a-6][a-7]. Le nombre de photoélectrons émis par la photocathode, pour une impulsion lumineuse donnée, suit une distribution de poisson (en toute rigueur, c'est la convolution d'une loi de Poisson pour l'émission des photons avec une loi binomiale pour la conversion photoélectrique). La Figure A-4 montre un spectre en charge typique de la réponse d'un photoélectron unique. Pour caractériser cette réponse, on étudie généralement deux paramètres, qui sont le gain et le rapport pic à la vallée (P/V). Le rapport P/V est défini comme le rapport de la valeur du pic à un photoélectron et la valeur de la vallée. Plus le P/V sera grand, meilleure sera la détection des impulsions en photoélectron unique. Un autre paramètre caractérisant la résolution en énergie est la largeur relative définie comme le rapport entre la largeur et la position du pic de un photoélectron.

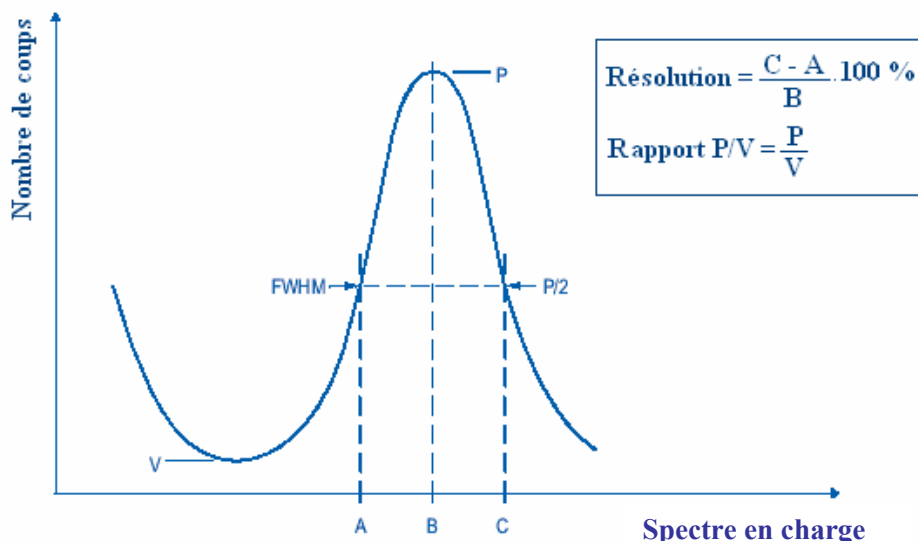


Figure A-4 : Spectre en charge typique [a-4].

Il existe deux méthodes pour estimer le gain: impulsionnelle et statique. La méthode impulsionnelle consiste à mesurer le spectre en charge de la réponse en électron unique. Il peut être obtenu à partir du spectre de bruit de fond, puisque celui-ci est composé principalement d'électrons uniques (voir partie A-4.2.1). Cette méthode peut présenter l'inconvénient de détériorer le rapport pic à la vallée et donc la précision de la mesure. C'est pourquoi le spectre en électron unique est aussi mesuré avec une LED (Light Emitting Diode) en mode pulsé avec un très faible éclaircissement. L'amplitude de l'impulsion commandant la LED est réglée de sorte que le PM mesure moins de 5 % de coups non nuls. Comme la distribution du photoélectron suit une loi de Poisson, la probabilité d'avoir 2 photoélectrons est négligeable (0.12 %). Cette méthode peut présenter l'inconvénient de favoriser une zone du PM si l'éclaircissement est ponctuel. La méthode statique de mesure du gain consiste à éclairer le PM avec un flux de photons. Le gain est alors estimé à partir du rapport entre le courant d'anode et celui de photocathode en tenant compte de l'efficacité de collection de l'optique d'entrée (entre la photocathode et la première dynode)

A-2.2.3 Réponse en temps

La réponse en temps d'un PM à une impulsion lumineuse est dominée par les trajectoires des électrons dans le tube. Chaque électron créé à la photocathode va suivre un chemin particulier jusqu'à la première dynode en fonction du point d'origine et de sa vitesse initiale. Il en résulte une dispersion en temps. La sortie impulsionnelle d'un PM (Figure A-5) est essentiellement caractérisée par quatre paramètres :

- La durée de la réponse impulsionnelle t_w définie comme la largeur à mi-hauteur de l'impulsion.
- Le temps de montée t_r défini par le temps requis pour que le signal de sortie passe de 10% à 90% de sa valeur maximale.
- Le temps de transit t_T correspond à la durée moyenne entre l'instant d'illumination de la photocathode et la réponse impulsionnelle à l'anode.
- La dispersion de temps de transit TTS (pour *transit time spread*, ou *jitter* en anglais) est définie comme la largeur à mi hauteur de la distribution des temps de transit. Plus le TTS est faible, meilleure sera la résolution temporelle du PM. Les principales contributions du TTS proviennent de l'optique d'entrée et des premiers étages du multiplicateur. Les fluctuations en temps dans la suite du multiplicateur sont négligeables. Pour un petit PM rapide, la dispersion de temps de transit peut être plus petite que 0.65 ns en largeur à mi hauteur. Pour un PM hémisphérique, l'ordre de grandeur est d'environ 2 à 4 ns.

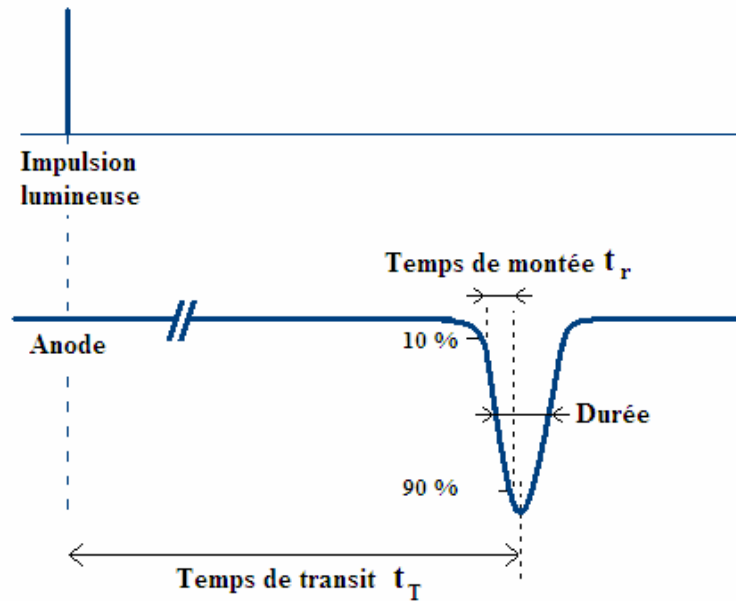


Figure A-5 : Caractérisation temporelle d'un signal de PM : Temps de transit, durée et temps de montée.

A-2.2.4 Courant d'obscurité

Le courant d'obscurité [a-8][a-9] comprend une composante continue et une composante impulsionnelle. La composante continue est principalement due aux fuites ohmiques à la surface du verre et des isolants. Elle est donc prépondérante lorsque le PM fonctionne à très bas gain ($<10^4$). La composante impulsionnelle a des origines diverses dont les principales sont illustrées dans la Figure A-6 :

- l'émission thermoélectronique
- l'émission de champ
- la radioactivité ambiante

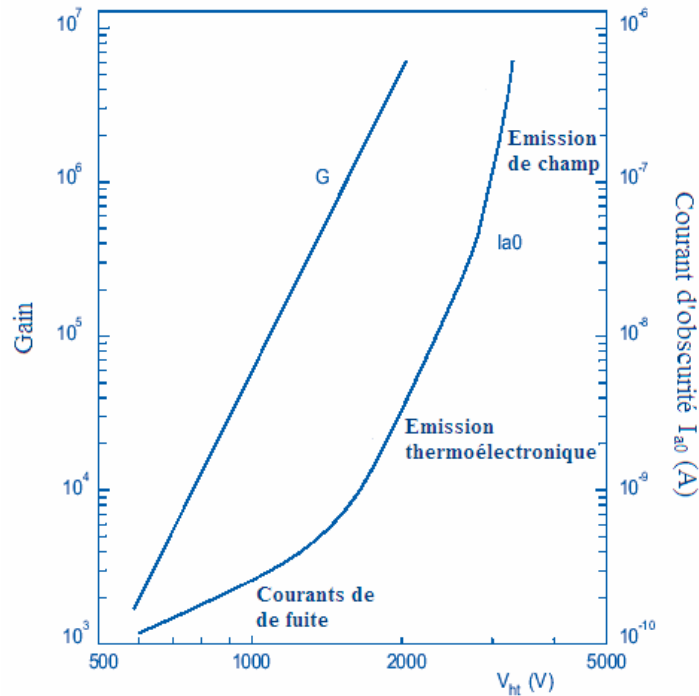


Figure A-6 : Courbe de gain et de courant d'obscurité en fonction de la tension. Les 3 causes principales du courant d'obscurité sont indiquées [a-4].

L'émission thermoélectronique est l'émission spontanée d'un électron par la photocathode sous l'effet de la température. Par exemple à température ambiante, pour une photocathode bi alcaline standard, environ 50 électrons par cm² sont émis par seconde. A basse température (<10°C), cette composante devient négligeable. Cette composante varie avec la température suivant la loi de Richardson :

$$J = AT^2 e^{\left(\frac{-W}{kT}\right)}$$

Équation A-2

dans laquelle J désigne une densité de courant (A.cm⁻²), A est la constante de Richardson, T est la température absolue (K), k est la constante de Boltzmann et W représente le travail de sortie thermo électronique du matériau composant la photocathode (eV). Il est généralement de l'ordre de 0.5 à 2 eV pour une photocathode bi alcaline.

Les champs électriques locaux pouvant être très importants, toute aspérité sur les dynodes (effet de pointe) peut être une source d'émission de champ. Les électrons créés par émission de champ sont accélérés vers la photocathode ou vers les dynodes et peuvent extraire ainsi plusieurs photoélectrons. Les émissions de champ augmentent beaucoup plus vite avec la tension qu'avec le gain et sont ainsi la principale raison de la limitation du gain.

La radioactivité naturelle du verre du PM (fenêtre d'entrée et enveloppe) est une composante majeure du courant d'obscurité à basse température [a-10][a-11]. Les éléments radioactifs et principalement le potassium 40 vont se désintégrer en émettant un rayonnement qui interagit avec la photocathode ou le verre et engendre des impulsions de bruit. Les rayons cosmiques peuvent aussi interagir avec le PM et créer des impulsions de courant d'obscurité.

Un éclairage temporaire intense d'un PM précédant sa mise sous tension provoque une très forte augmentation du courant d'obscurité qui est due à l'excitation de la photocathode. A partir de la mise sous tension, il décroît plus ou moins rapidement jusqu'à sa stabilisation au bout de quelques heures. Ce phénomène de stabilisation du bruit de fond est appelé en anglais «dazzling effect».

A-2.2.5 Post impulsions et impulsion retardées

Les post impulsions sont des impulsions retardées corrélées avec l'impulsion principale. Le retard peut varier de plusieurs nano secondes jusqu'à quelques dizaines de micro secondes.

Les post impulsions ayant un retard de l'ordre de quelques dizaines de nano secondes sont généralement appelées en anglais « afterpulse de type I » ou « delayed pulse » [a-12][a-13]. Ces impulsions retardées ont 2 origines principales. Premièrement, un photoélectron arrivant sur la première dynode peut être rétro diffusé de manière élastique ou inélastique sans faire d'émission secondaire (graphe de gauche de la Figure A-7). Cet électron va remonter dans le tube puis être collecté à nouveau sur la première dynode et donné une impulsion retardée. Le retard va dépendre de l'énergie restante de l'électron rétro diffusé, pouvant aller de zéro (toute l'énergie transmise au milieu) à deux fois le temps de transit des électrons entre la photocathode et la première dynode (choc élastique, aucune énergie cédée). La deuxième cause d'impulsions retardées de quelques dizaines de nano secondes est une mauvaise collection des électrons secondaires créés sur D1 sur la deuxième dynode (D2). Dans ce cas, un électron non collecté par D2 va pouvoir remonter dans le tube et causer une post impulsion en plus de l'impulsion principale. Le retard en temps correspond au temps de vol de ces électrons mal collectés dans le PM. Ces post impulsions peuvent aussi être dues à des photons émis dans les derniers étages du multiplicateur lors du bombardement des électrons sur les dynodes. Ces photons peuvent remonter jusqu'à la photocathode et produire de nouveaux photoélectrons. Dans ce cas, le retard est proche du temps de transit des électrons dans le PM.

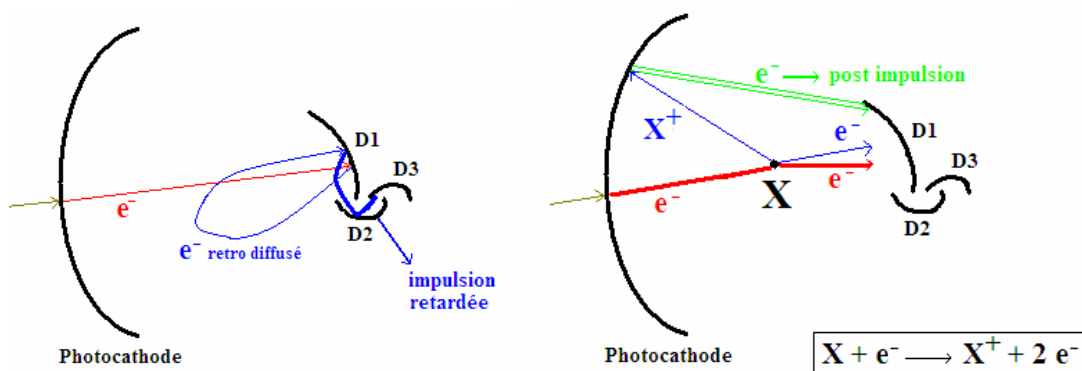


Figure A-7 : Principaux mécanismes de formation des post impulsions retardées de quelques dizaines de nano secondes (gauche) et de quelques micro secondes (droite).

Certains signaux parasites peuvent apparaître à l'anode avec un retard de plusieurs microsecondes par rapport au pic principal. Ces signaux, corrélés en temps avec les signaux principaux, sont généralement nommés « afterpulse de type II » [a-14][a-15][a-16][a-17][a-18]. Ils ont pour origine l'ionisation des atomes ou des molécules de gaz résiduels à l'intérieur du tube. Lorsqu'un électron vient de la photocathode jusqu'à l'anode, il peut ioniser une molécule de gaz résiduel (graphe de droite de la Figure A-7). Lors de l'ionisation, un deuxième électron est créé. L'ion positif est accéléré par le champ électrique jusqu'à la photocathode. Le choc de l'ion avec la photocathode produit, par émission secondaire, un ou plusieurs électrons, qui se comportent comme des photoélectrons. Le retard dépend directement du type de l'ion, de la géométrie du PM et de la configuration du champ électrique.

Des impulsions peuvent aussi arriver avant le pic principal, elles sont appelées « pre pulses ». Ces impulsions sont dues aux photons qui passent la photocathode sans interagir et font de l'effet photoélectrique sur la première dynode. L'avance de ces impulsions est de l'ordre du temps de transit des électrons entre la photocathode et la première dynode. Leur amplitude est beaucoup plus faible car il n'y a pas l'effet de multiplication sur la première dynode.

A-2.2.6 Influence de l'environnement : champ magnétique et température

Le fonctionnement d'un PM peut être affecté par la présence de champs magnétiques même d'aussi faible intensité que le champ terrestre. Ces champs influencent les trajectoires des photoélectrons dans l'optique d'entrée et entraînent une modification de la collection sur la première dynode et donc du gain du PM. Il est conseillé de placer un écran magnétique (par exemple en mu-métal) ou sinon d'effectuer les mesures en orientant toujours le PM de la même façon, afin d'opérer dans les mêmes conditions d'orientation.

La température a très peu d'influence sur le gain du PM, mais augmente de façon très importante le courant d'obscurité (composante thermo électronique). Par exemple, le taux de comptage du bruit de fond est doublé tous les 5° à partir d'une vingtaine de degrés pour un PM avec une photocathode bi alcaline standard.

A-2.3 Utilisation des photomultiplicateurs hémisphériques dans les expériences d'astroparticules

A-2.3.1 Expériences actuelles

Les photomultiplicateurs « hémisphériques » aussi appelés « boules » sont utilisés pour les expériences d'astroparticules essentiellement pour la recherche de neutrinos (ANTARES, SNO...), du temps de vie du proton (Super Kamiokande...) ou de rayons cosmiques d'ultra haute énergie (Auger). Du point de vue des photomultiplicateurs, toutes ces expériences peuvent être classées en trois grandes catégories :

- Les télescopes sous-marins pour l'étude des neutrinos de très haute énergie requièrent des photomultiplicateurs ayant une grande surface de détection, une grande efficacité quantique et de collection, une très haute résolution en énergie, de bonnes caractéristiques temporelles, un haut gain et un grand angle solide.
- Les autres détecteurs de neutrinos ainsi que ceux étudiant le temps de vie du proton nécessitent des photomultiplicateurs ayant toutes les caractéristiques des photomultiplicateurs de la catégorie précédente mais requièrent en plus un très faible niveau de bruit de fond.
- Les détecteurs de rayons cosmiques de très hautes énergies demandent des photomultiplicateurs ayant essentiellement, une grande surface efficace, une très grande gamme dynamique et une très bonne linéarité sur l'ensemble de cette gamme.

A-2.3.1.1 Télescope sous marin (neutrinos de très haute énergie)

Après le projet DUMAND [a-19] prévu au large d'Hawaï, cinq expériences utilisant le principe du télescope sous-marin ont été réalisées ou sont en cours de construction : BAIKAL en Russie [a-20][a-21], AMANDA [a-22][a-23] et IceCube au pôle Sud [a-24][a-25], ANTARES sur les côtes françaises de Méditerranée [a-26][a-27], NESTOR sur les côtes grecques [a-28][a-29] et NEMO en Sicile [a-30][a-31].

Les paramètres importants pour le choix de PM sont : la surface effective, la réponse en électron unique (P/V) et la résolution temporelle (TTS). Pour améliorer la détection des signaux lumineux faibles, il faut une surface effective (produit de la surface de la photocathode par l'efficacité quantique et par l'efficacité de collection) la plus grande possible. Le rapport P/V doit être le plus grand possible car la gamme dynamique est comprise entre un et quelques dizaines de photoélectrons. La connaissance précise du temps d'arrivée des particules étant primordiale pour la reconstruction des angles d'arrivée, un PM très rapide avec une bonne résolution temporelle (faible TTS) est nécessaire. Dans les expériences en mer, le bruit de fond du PM ainsi que le taux de post-impulsions ne sont pas des paramètres restrictifs en raison du bruit dû à la radioactivité naturelle du ^{40}K présent dans l'eau de l'océan et de la présence de lumière émise par les organismes vivants (bioluminescence).

Les PM choisis pour les expériences de télescope sous marin sont le Hamamatsu R5912 [a-2] de 8 pouces pour AMANDA, le Hamamatsu 7081-02 [a-2] de 10 pouces pour IceCube, le Hamamatsu R7081-20 de 10 pouces pour ANTARES, le Hamamatsu R8055 [a-2] de 13 pouces pour NESTOR. Les caractéristiques moyennes de ces PM sont :

- Photocathode bi alcaline, QE $\sim 25\%$
- Gain compris entre 10^7 à quelques $10^7 \Rightarrow$ multiplicateur de 10 à 14 étages avec une structure rapide (linéaire focalisée ou boîte)
- P/V ~ 2.5
- TTS entre 2.9 et 3.4 ns (selon le diamètre)
- Courant d'obscurité entre 5 et 15 kHz à température ambiante

L'expérience au lac Baikal utilise un PM particulier de type "hybride à base de scintillateur", le QUASAR [a-20].

A-2.3.1.2 Grands détecteurs à effet Čerenkov (neutrinos, décroissance du proton)

Compte tenu des faibles flux et des très faibles sections efficaces d'interaction, il faut un très grand volume de détection (eau purifiée ou scintillateur liquide). Pour instrumenter ces grands détecteurs, il faut de très grande quantité de PM. Plusieurs expériences prennent actuellement ou vont prendre dans un futur proche des données : SNO [a-32][a-33] et MiniBooNE [a-34][a-35] aux Etats-Unis, Borexino en Italie [a-36][a-37], KamLAND [a-38] et Super Kamiokande [a-39] [a-40] au Japon.

La reconstruction de la direction de la particule incidente se fait par la mesure du temps d'arrivée des photons Čerenkov sur les PM et celle de l'énergie se fait par la mesure de la quantité de lumière arrivant sur les PM. La gamme dynamique va de 1 à quelques dizaines de photoélectrons. Les paramètres importants pour le choix des PM sont : la résolution temporelle (TTS), l'efficacité de la photocathode et le niveau de bruit de fond. La résolution spatiale du vertex d'interaction et celle en énergie dépendent largement des trois premiers paramètres alors que le seuil en énergie du détecteur est déterminé par le bruit de fond.

Les PM choisis pour les expériences de détecteur à effet Čerenkov sont le Hamamatsu R1408 [a-2] de 8 pouces pour SNO et MiniBoone, le ETL EMI9351 [a-3] de 8 pouces pour Borexino, le Hamamatsu R7250 [a-2] de 17 pouces pour KamLAND et le Hamamatsu R3600 [a-2] de 20 pouces pour Super Kamiokande. La dimension de ces PM est choisie en fonction de la taille du détecteur. Les principales caractéristiques des PM R1408, EMI9351 sont :

- Photocathode bi alcaline, QE $\sim 20\%$
- Gain compris entre 10^7 à quelques $10^7 \Rightarrow$ multiplicateur avec une structure rapide (linéaire focalisée ou boîte)
- P/V ~ 2.8 pour le EMI9351 et 1.2 pour le R1408
- TTS ~ 2.8 ns pour le EMI9351 et 3.8 pour le R1408
- Courant d'obscurité le plus faible possible < 5 kHz) (verre très bas bruit ou très bas bruit)

Les principales caractéristiques des PM R7250 et R3600 sont :

- Photocathode bi alcaline, QE $\sim 20\%$
- Gain autour de $10^7 \Rightarrow$ multiplicateur à 10 ou 11 étages avec une structure rapide (linéaire focalisée ou boîte)
- P/V typique autour de 2.5 pour le PM de 17 pouces et autour de 1.7 pour celui de 20 pouces
- TTS typique autour de 3.5 ns pour le PM de 17 pouces et autour de 5.6 ns pour celui de 20 pouces
- Bruit de fond typique entre 20 et 30 kHz

A-2.3.1.3 Observatoire Pierre Auger (rayons cosmiques de très haute énergie)

Les 1600 détecteurs à effet Čerenkov du réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger sont équipés de 3 photomultiplicateurs hémisphériques [a-41][a-42].

Compte tenu de la distance entre chaque cuve (1.5 km) et de la grande dispersion du temps d'arrivée des particules de la gerbe dans les cuves (>100 ns), il n'est pas nécessaire d'utiliser un PM à réponse rapide ou d'avoir une précision temporelle très grande. A la suite de simulations, il a été décidé que le gain du PM serait faible ($2 \cdot 10^5$) et devait être linéaire au moins jusqu'à un courant à l'anode de 50 mA. Le paramètre le plus important pour le choix du PM est la linéarité à cause de la grande gamme dynamique. Toutes les autres caractéristiques doivent être bonnes (standards) mais ne sont pas significatives. Les PM utilisés pour Auger proviennent de précédents modèles utilisés en physique des neutrinos qui ont été adaptés à la grande gamme dynamique en diminuant le gain (réduction du nombre de dynodes du multiplicateur).

Le Photonis XP1805 [a-69] de 9 pouces de diamètre a été choisi pour l'expérience Auger. La partie A-5 est consacrée à la caractérisation complète de ce PM. Ses principales caractéristiques sont:

- Photocathode bi alcaline, QE ~ 25 %
- Gain nominal $2 \cdot 10^5$
- $P/V > 1.2$
- Courant d'obscurité inférieur à 10 kHz
- Défaut de linéarité inférieur à 5 % jusqu'à un courant d'anode de 50 mA

A-2.3.2 Expériences futures

Plusieurs projets importants sont à l'étude pour les années futures : un détecteur de rayons cosmiques de haute énergie : Auger Nord [a-43], un télescope sous marin pour les neutrinos de haute énergie dans l'hémisphère Nord : programme KM3NET [a-44][a-45] complémentaire de l'expérience IceCube et un grand détecteur à effet Čerenkov du même type que Super Kamiokande avec un volume de l'ordre du méga tonne. Pour ce dernier, plusieurs projets sont à l'étude : Hyper Kamiokande [a-46][a-47] au Japon, UNO [a-48][a-49] aux Etats-Unis et Memphis [a-50][a-51] en Europe. La R&D est plus ou moins avancée selon les projets.

Le détecteur de surface d'Auger Nord devrait être très proche de celui du réseau du Sud avec quelques améliorations techniques, comme par exemple une nouvelle électronique. Les spécifications des PM devraient être approximativement les mêmes que celles du réseau Sud. Compte tenu des tailles des détecteurs de neutrino qui deviennent gigantesque (km^3 ou méga tonne), la question du coût effectif des PM dans le détecteur, c'est-à-dire le prix d'un PM divisé par la surface effective de détection, est un paramètre économique important. Avec l'expérience déjà acquise par les projets réalisés ou en cours d'installation (Super Kamiokande, AMANDA, ANTARES...), certains paramètres devront être améliorés pour satisfaire les nouveaux cahiers des charges comme la surface effective de détection, les résolutions en énergie et en temps, le bruit de fond et le taux de post impulsions. Actuellement le cahier des charges du projet KM3NET en Méditerranée est à peu près le même que celui d'ANTARES à savoir un diamètre compris entre 10 et 13 pouces, une photocathode bi alcaline avec un rendement quantique supérieur à 20 %, un gain nominal de 1 à $5 \cdot 10^7$, une résolution en énergie (P/V) supérieure à 2 et une résolution en temps plus petite que 3 ns, un courant d'obscurité inférieur à 5 kHz à température ambiante et un faible taux de post impulsions (inférieur à 5 %).

Pour les futures expériences, des solutions de remplacement des PM hémisphériques traditionnels sont à l'étude. Les principaux projets sont les PM hybrides ou les réseaux de PM plus petits [a-52]. Dans les PM hybrides, les photons sont convertis par une photocathode en électrons, puis ces photoélectrons sont accélérés sous quelques dizaines de kilo volts jusqu'à un multiplicateur. Plusieurs types de multiplicateur d'électrons sont possibles pour les PM hybrides (Figure A-8): soit une APD (Avalanche Photo Diode), soit une diode Silicium ou bien un scintillateur suivi d'un PM de lecture (comme dans l'expérience BAIKAL). Les performances (réponse en électron unique et fluctuation de temps de transit) des PM hybrides sont généralement meilleures que celles des PM standards par contre leurs coût seront sans doute plus élevés.

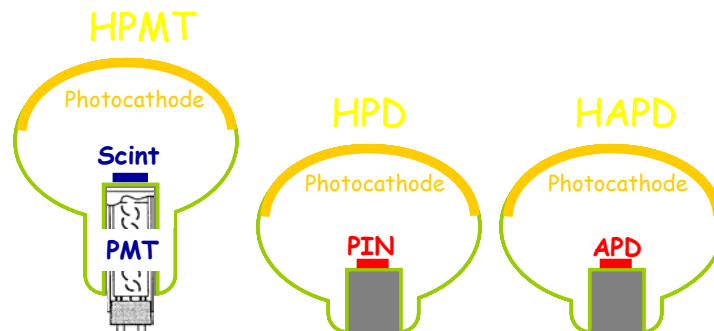


Figure A-8 : Schéma des différents types de PM hybrides. HPMT: PM hybride dont le multiplicateur est fait à partir d'un scintillateur suivi d'un PM de lecture. HPD (hybride photo diode) utilise une diode au Silicium comme structure multiplicatrice. HAPD utilise une APD (avalanche photodiode) pour multiplicateur.

A-3 Développement de bancs de test pour la caractérisation de photomultiplicateurs hémisphériques

Les paramètres clefs pour caractériser un PM hémisphérique sont : l'efficacité de détection, la réponse en électron unique (gain, P/V), le bruit de fond (courant d'obscurité), les post impulsions, les mesures de temps, la linéarité et l'influence du champ magnétique terrestre. Pour mesurer ces paramètres, trois bancs de test ont été fabriqués à l'IPN d'Orsay. Le premier banc de test sert à mesurer la réponse en électron unique, le courant d'obscurité et les post impulsions. Le deuxième est dédié à la caractérisation de la réponse temporelle et de l'efficacité de détection relative. Le dernier est consacré à la mesure de la sensibilité au champ magnétique terrestre. La linéarité a été essentiellement étudiée par le groupe d'Auger de l'INFN de Turin en Italie [a-53].

A-3.1 Banc de mesure de bruit et de post impulsions

La Figure A-9 montre deux photographies du banc de test dédié aux mesures de bruit de fond et de post impulsions. Le PM à tester est placé dans une enceinte climatique programmable (Vötsch VC 4034) qui permet de maintenir une température et un taux d'humidité constants. Il est posé verticalement dans une boîte métallique noire équipée de chicanes et d'un ventilateur pour atteindre l'équilibre thermique plus rapidement. L'humidité est maintenue à 30% au dessus de 10°C afin d'éviter tout phénomène de condensation lorsque la température décroît. Le PM est orienté de façon préférentielle pour maximiser le gain par rapport au champ magnétique terrestre.



Figure A-9 : Photographie du banc de test dédié aux mesures de bruit de fond et de post impulsions. La photographie de droite montre une vue intérieure de la boîte noire.

Le PM est éclairé par une LED bleue (Nichia NSPB310A, Light Emitting Diode, $\lambda=475$ nm [a-54]) avec un éclairage en photoélectron unique. La LED est placée à une distance d'environ 20 cm de la photocathode et seule une petite partie de la photocathode est éclairée (tache d'environ 10 cm de diamètre). Le générateur commandant la LED fournit des impulsions très étroites d'environ 2 ns (FWHM).

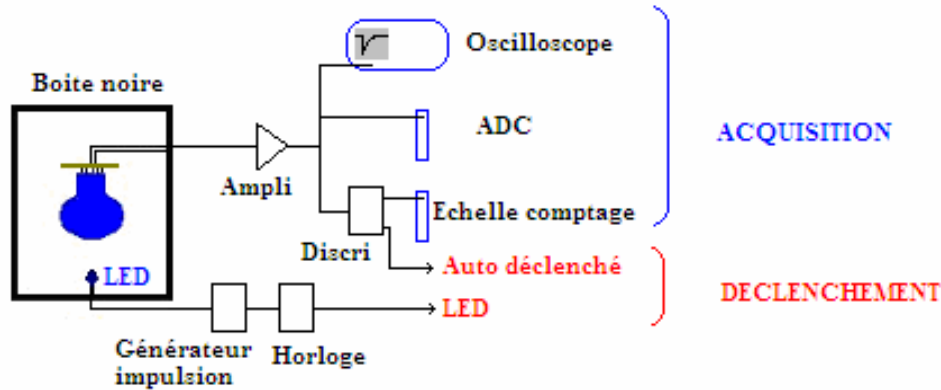


Figure A-10 : Schéma de principe du banc de test dédié aux mesures de bruit de fond et de post impulsions.

Le signal d'anode du PM est dupliqué dans un module Lecroy « Fan-In Fan-Out » et transmis vers les modules de mesure: un ADC CAMAC Lecroy 2249A (« Analog to Digital Converter ») pour mesurer la réponse en électron unique, une échelle de comptage pour caractériser le courant d'obscurité et un oscilloscope numérique pour la caractérisation des post impulsions. Les signaux du PM peuvent être amplifiés par deux amplificateurs large bande (de gain étalonné à 5.1 et 5.0) pour les ajuster à la gamme dynamique de l'ADC et au seuil du discriminateur. La largeur de la fenêtre d'intégration est de 100 ns. Le déclenchement de l'acquisition est fait soit par l'horloge de commande de la LED avec une fréquence de 1 kHz soit directement avec les signaux logiques du PM après un discriminateur (mode auto déclenché ou « self trigger » en anglais).

A-3.1.1 Mesure du courant d'obscurité

La mesure de bruit de fond (courant d'obscurité) se fait en comptant les impulsions avec une échelle de comptage CAMAC au dessus d'un seuil de 0.3 photoélectron. Le seuil du discriminateur est réglé de telle sorte que la coupure dans l'histogramme en charge corresponde à 0,3 fois la valeur du pic d'électron unique.

Deux mesures de bruit de fond sont faites simultanément : le comptage de toutes les impulsions directement après la sortie du discriminateur et le comptage des impulsions sans les rafales et les post impulsions (voir partie A-4.2.3) en inhibant le discriminateur par un temps mort après chaque impulsion. La Figure A-11 montre la dépendance du courant d'obscurité en fonction de la valeur du temps mort. Pour les mesures de courant d'obscurité présentées dans la suite, le temps mort a été choisi à 30 μ s. Pour obtenir le taux de comptage vrai τ_c , le taux de comptage mesuré τ avec le temps mort doit être corrigé en ajoutant la partie manquante du taux dans le temps mort Δt avec l'Équation A-3 suivante :

$$\tau_c = \frac{\tau}{1 - \tau \cdot \Delta t} \text{ Avec } \Delta t \text{ est la durée du temps mort [a-55]}$$

Équation A-3

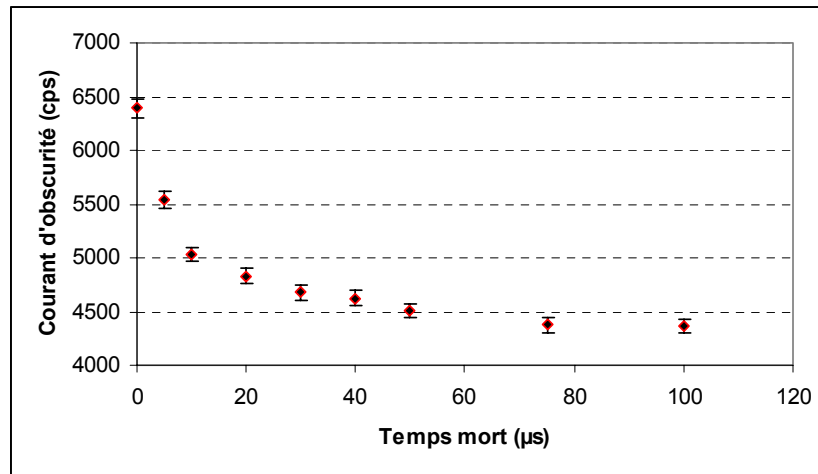


Figure A-11 : Courant d'obscurité en fonction du temps mort. Les mesures ont été faite sur le PM XP1806 n° 873 à un gain de 10^7 au dessus d'un seuil en amplitude de 0.3 pe.

Pour mesurer la variation du bruit de fond en fonction de la température, l'enceinte climatique est programmée automatiquement avec des paliers de 4 heures pour s'assurer que le PM est stabilisé thermiquement. La transition entre chaque palier dure une demi heure. Un très grand palier de 10 heures est appliqué avant de commencer le cycle de température pour éliminer l'effet d'éclairement préalable du tube par la lumière ambiante (« dazzling effect »). Le courant d'obscurité est mesuré à la fin de chaque palier (Figure A-12).

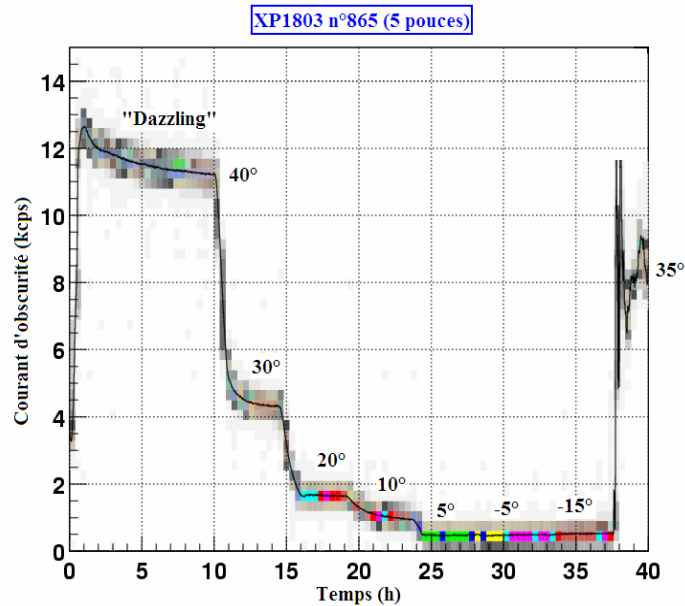


Figure A-12 : Courant d'obscurité sans temps mort en fonction de la température pour un PM de 5 pouces (XP1803 n° 865) à un gain de 10^7 et pour un seuil de déclenchement de 0.3 pe.

A-3.1.2 Analyse des post impulsions de type II

Les mesures de post impulsions sont faites avec un oscilloscope numérique Lecroy WaveRuner 6050A, dont la bande passante est de 500 MHz et la fréquence d'échantillonnage maximale de 5 GSPS. L'oscilloscope est réglé pour enregistrer des traces sur une fenêtre de 20 μ s dont 2 μ s avant et 18 μ s après le pic principal produit par le générateur de lumière (LED). La fréquence d'échantillonnage est réglée à 500 millions d'échantillons par seconde, ce qui donne 10000 points par trace avec un pas de 2 ns. Le déclenchement de l'oscilloscope est fait par l'horloge de la LED avec une fréquence de 1 kHz conditionnée par le signal du discriminateur du PM avec un seuil à 0.1 photoélectron. Ce conditionnement permet de supprimer les 95% de traces sans pic principal. Pour accroître la statistique, paramètre important dans ce type de mesure, l'acquisition utilise pleinement les capacités de stockage de l'oscilloscope (stockage de 100 traces) et analyse en ligne avec un programme développé par le service R&D Détecteurs de l'IPN d'Orsay [a-56]. Dans ces conditions, le taux est d'environ 75 acquisitions par seconde.

Lors de l'analyse, un temps mort de 100 ns est appliqué après chaque impulsion principale pour éviter de compter des post impulsions correspondant à d'autres phénomènes (post impulsions de type I). La contribution du courant d'obscurité est calculée à partir du nombre de coups contenus dans les 2 dernières micro secondes (entre 16 et 18 μ s après le pic principal) de l'histogramme des temps d'arrivée des impulsions secondaires. La probabilité de ces post impulsions est obtenue en normalisant le nombre de pics secondaires moins la contribution du courant d'obscurité avec le nombre de pics principaux.

A cause du niveau élevé de bruit de fond et de la faible probabilité des post impulsions pour certains PM, les mesures sont faites en multi photoélectrons plutôt qu'avec un seul pour augmenter la probabilité de post impulsions. Dans ce dernier cas, en supposant le mécanisme de production de post impulsions indépendant pour chaque photoélectron, le taux de post impulsion pour un photoélectron sera obtenu en divisant le taux calculé en multi photoélectrons par le nombre de photoélectrons.

Les avantages d'utiliser un oscilloscope numérique sont de pouvoir mesurer en même temps les caractéristiques de chaque post impulsion (distribution temporelle, en amplitude ou en charge) avec une bonne précision (2 ns en temps et quelques milli volts en amplitude) et la probabilité totale de ces post impulsions. L'oscilloscope permet d'acquérir rapidement une grande statistique. Par exemple, il faut un peu plus de 3 heures pour faire l'acquisition d'un million de traces et donc, avec des probabilités de post impulsions de quelques pourcents, quelques dizaines de milliers de post impulsions. Directement dans l'analyse de données, le seuil en amplitude de détection des post impulsions peut être changé, de 0.1 photoélectron (seuil d'acquisition des données) à quelques photoélectrons, sans avoir à refaire de prise de données.

A-3.2 Banc de mesure de la réponse temporelle et de l'efficacité relative de détection

Un banc de test (Figure A-13) a été construit pour mesurer la réponse temporelle et l'efficacité relative de détection. Pour pouvoir comparer l'efficacité relative de détection de plusieurs PM, il faut avoir une source de lumière stable et homogène en photoélectron unique pouvant éclairer toute la surface de photocathode. Pour les mesures de temps, il faut aussi que la source de lumière soit très rapide. La source de lumière est produite par l'excitation d'un scintillateur plastique rapide NE111 [a-57] par les particules alpha d'une source d'Américium ^{241}Am .

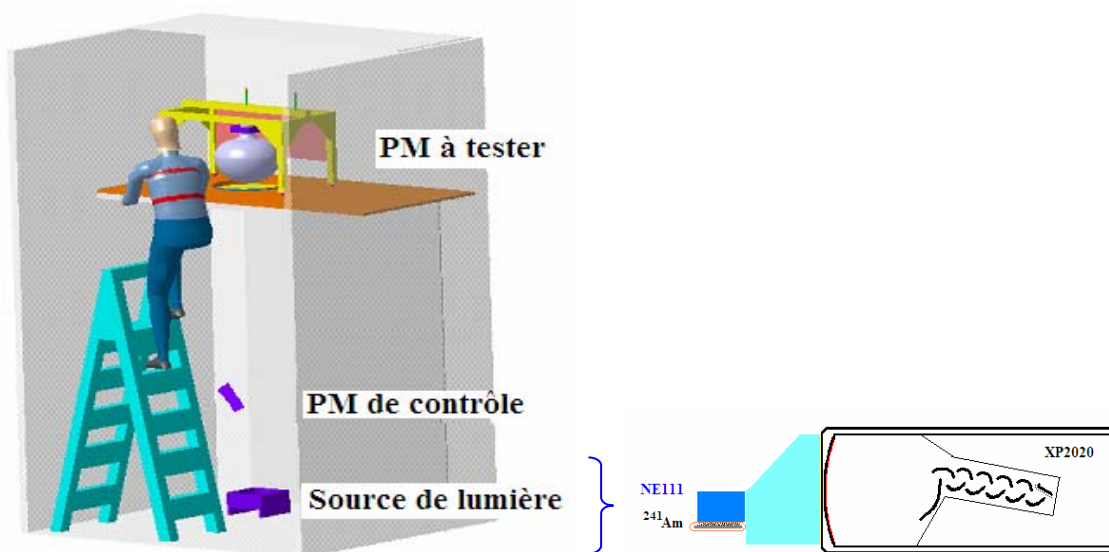


Figure A-13 : Vue générale du banc de test pour les mesures temporelles et d'efficacité de détection. Le dessin de droite montre le schéma de la source de lumière.

Les particules alpha ont une énergie d'environ 5.5 MeV (deux raies d'énergie 5.44 MeV (85%) et 5.49 MeV (13%)). L'activité de la source est d'environ 30 kBq. La source non scellée est entourée d'une fine couche de Mylar de 10 μm d'épaisseur pour éviter de polluer l'environnement extérieur. Les particules alpha perdent environ 1 MeV dans le film de Mylar et déposent une énergie moyenne de 4.5 MeV dans le scintillateur. Le choix de ce scintillateur (dont un équivalent disponible chez BICRON est le BC422) a été motivé par les très bonnes caractéristiques temporelles [a-57]. La forme précise de l'impulsions lumineuse du NE111 obtenue en photoélectron unique est donnée par les mêmes auteurs dans un autre article [a-58]. La durée du signal est de 1.9 ns à mi hauteur avec une descente exponentielle avec une constante de temps de 1.7 ns.

L'acquisition est déclenchée par un PM couplé au scintillateur par un guide de lumière en plexiglas. La forme de celui-ci a été étudiée pour optimiser la collection des photons. Le PM de déclenchement est un PM Photonis XP2020 [a-59] ultra rapide de 3 pouces de diamètre dont la réponse spectrale est bien adaptée à la lumière émise par le scintillateur. La dispersion de temps de transit de ce PM est de 650 ps en FWHM [a-60]. La Figure A-14 montre l'histogramme en charge du PM de déclenchement dont la moyenne est à environ 60 photoélectrons. Grâce à ce grand nombre d'électrons collectés, ce PM constitue une très bonne référence en temps, inférieure à une centaine de pico secondes ($650\text{ps}/\sqrt{60}$). Compte tenu de l'activité de la source d'américium, le taux de comptage du PM de trigger est de l'ordre de 8000 coups par seconde.

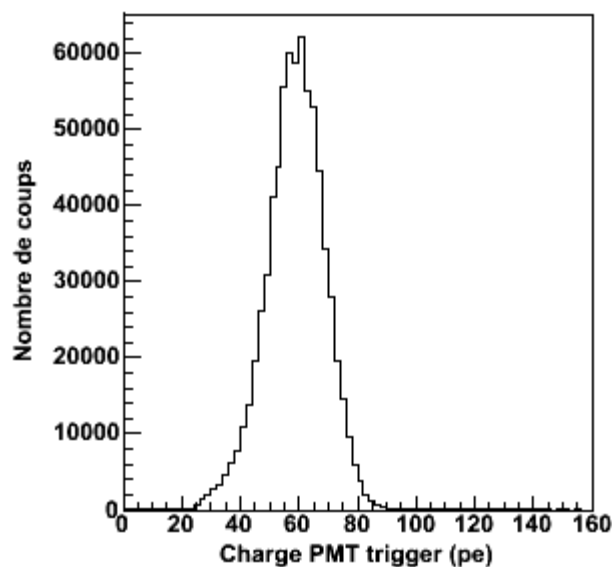


Figure A-14 : Histogramme en charge du PM de déclenchement.

La lumière provenant d'un phénomène physique à variation très lente (temps de demi-vie de ^{241}Am de 433 ans), la source de lumière est donc très stable dans le temps. La quantité de lumière varie de un photoélectron (quelques pourcents de coups non nuls) à une dizaine de photoélectrons en fonction de la distance à la source.

La lumière émise par le scintillateur est très homogène et quasi parallèle à grande distance, ce qui permet d'éclairer uniformément toute la surface de photocathode du PM à tester. Un PM placé à une position fixe par rapport à la source de lumière permet de contrôler la stabilité de celle-ci qui pourrait être altérée par d'éventuelles poussières. Le PM de contrôle est aussi un XP2020 avec un diaphragme (15 mm de diamètre) devant de manière à n'éclairer que le centre de la photocathode et à mesurer un seul photoélectron en moyenne à une distance de 1 m de la source de lumière. Ce PM permet aussi de mesurer la contribution des fluctuations de temps de transit de l'ensemble du banc de test (source de lumière, électronique).

Le PM à étudier est placé verticalement à une grande distance de la source (~2.5 m) et orienté pour maximiser son gain en fonction du champ magnétique terrestre. Un diaphragme avec un trou de 10 cm de diamètre peut être placé devant le PM de manière à obtenir un flux de lumière identique quelque soit la dimension de PM. Ceci permet aussi d'étudier la réponse en temps sur la même surface de photocathode pour tous les PM.

Les mesures des distributions de charge pour les trois PM se font avec un ADC CAMAC Lecroy 2249A de 10 bits calibré 0.25 pC/canal. Les mesures de dispersion de temps de transit se font avec un TDC CAMAC Lecroy 2228A (Time to Digital Converter). Le TDC permet de digitaliser sur 11 bits l'intervalle de temps entre le PM à tester et le PM de déclenchement. La calibration du module TDC est de 59 ps/canal. Le « START » du TDC est fait à partir du signal logique du PM de déclenchement avec un seuil fixé à environ 40 photoélectrons. Le « STOP » est fait par le signal logique soit du PM de contrôle soit du PM à tester avec un seuil réglé à 0.3 photoélectron. Les références en temps pour les 3 PM sont obtenues par des discriminateurs à fraction constante (CFD pour « Constant Fraction Discriminator » [a-61]) qui compensent les fluctuations d'amplitude des signaux dans les mesures de temps.

A-3.3 Banc de mesure de l'influence du champ magnétique terrestre

Le PM à tester est positionné verticalement, la photocathode vers le bas, dans une boîte noire. Il est éclairé par une LED bleue (Nichia NSPB310A Light Emitting Diode [a-54]) réglée en photoélectron unique. L'intensité lumineuse de la LED est gardée constante durant toute l'expérience. La LED, placée à une vingtaine de centimètres, est fixe par rapport au PM. La boîte noire est mobile autour de son axe. Les mesures sont faites avec un ADC CAMAC Lecroy 2249A de 10 bits calibré à 0.25 pC/canal. Une mesure de gain et de P/V est faite tous les 45°. La référence angulaire (zéro degré) correspond à la broche courte orientée vers le nord. Le sens de rotation est dans le sens inverse des aiguilles d'une montre.

A-4 Caractérisation du photomultiplicateur de 8 pouces de type XP1806

Le photomultiplicateur Photonis XP1806 [a-62] est une adaptation du PM XP1804/D2 de 10 pouces développé il y a quelques années pour l'expérience ANTARES [a-26]. Le XP1806 est un PM hémisphérique standard de 8 pouces. Plusieurs verreries sont disponibles pour ce PM : Pyrex, verre bas bruit ("LK") et très bas bruit ("ULK"). La photocathode de type bi-alcaline a une surface utile d'environ 400 cm² avec une efficacité quantique maximale d'environ 25 %. La structure du multiplicateur (Figure A-15) est composée de 11 étages de type « linéaire focalisante ». La première dynode a la forme d'une "cuillère" de très grande taille (environ 16 cm²). Cette forme de D1 assure une très bonne collection des photoélectrons avec une bonne rapidité.

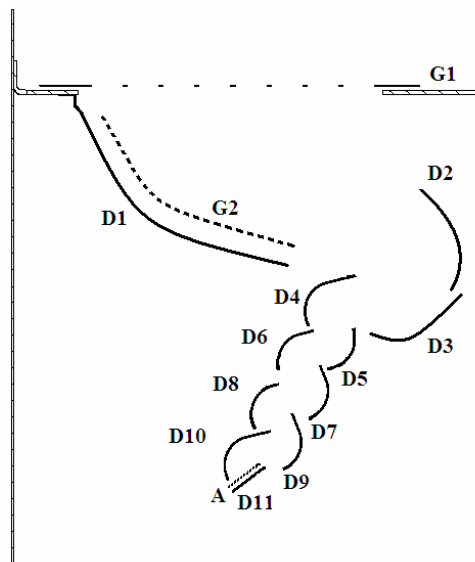


Figure A-15 : Schéma simplifié du multiplicateur du XP1806.

Pour toutes nos mesures, le PM XP1806 est alimenté par une embase purement résistive de type B avec une polarité négative (l'anode à la masse). Les deux répartitions de tensions utilisées sont présentées dans la Figure A-16. Le poids relatif en tension est appelé « Vs » (pour « Voltage step »). La première répartition utilisée est la « 20 Vs », c'est-à-dire qu'il y a un poids relatif en tension de 20 entre la photocathode et la première dynode et de 23.5 entre la première dynode et l'anode. La deuxième répartition est la « 10 Vs » qui applique un poids de 10 dans l'optique d'entrée tout en conservant le même poids dans le multiplicateur. Ces deux répartitions diffèrent par la tension appliquée entre la photocathode et la première dynode.

Répartition de tension de type B avec 20 Vs dans l'optique d'entrée : (total : 43.5 Vs)														
K	G1	D1	G2	D2	D3	D4	D5	D6	D7	D8	D9	D10	D11	A
	0.070	0.025			4	1	1	1	1	1.5	2	2.5	3	2.5
←	20	→←	4	→										
Répartition de tension de type B avec 10 Vs dans l'optique d'entrée : (total 33.5 Vs)														
K	G1	D1	G2	D2	D3	D4	D5	D6	D7	D8	D9	D10	D11	A
	0.070	0.025			4	1	1	1	1	1.5	2	2.5	3	2.5
←	10	→←	4	→										

Figure A-16 : Schémas de répartition de tension de type B avec « 20 Vs » (haut) et « 10 Vs » (bas) dans l'optique d'entrée [a-62].

Plusieurs paramètres clefs des spécifications de ce PM ont été caractérisés : réponse en électron unique, courant d'obscurité et sa dépendance avec la température, résolution temporelle, sensibilité au champ magnétique terrestre et post impulsions.

A-4.1 Réponse en électron unique

La Figure A-17 montre une trace moyenne (sur 1000 traces) de la réponse en photoélectron unique pour le XP1806 n°810 pour une haute tension de 1600 V. Les caractéristiques moyennes d'un signal d'électron unique sont : un temps de montée d'environ 3.5 ns, une durée à mi hauteur d'environ 12 ns et d'une amplitude d'environ 10 mV.

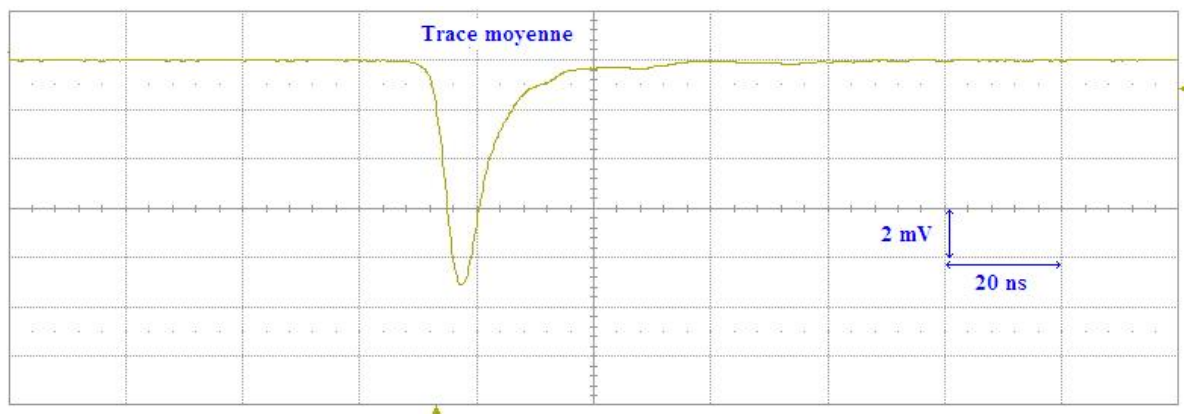


Figure A-17 : Trace moyennée sur 1000 traces de la réponse en photoélectron unique pour le PM XP1806 n°810 à un gain de 10^7 . Le seuil de déclenchement est de 0.2 pe.

La réponse en électron unique d'un PM est en général donnée en charge et plus rarement en amplitude. On peut déterminer plusieurs paramètres comme le gain et la résolution en énergie (P/V). La Figure A-18 montre un spectre en charge déclenché par la LED réglée avec un très faible niveau d'éclairement pour le XP1806 n°816. Ce spectre se décompose en plusieurs parties: le piédestal correspondant aux coups nuls (sans lumière émise), le pic de 1 photoélectron et les pics pour un nombre supérieur de photoélectrons. L'intensité de chaque pic suit une loi de Poisson avec comme paramètres la proportion de coups non nuls (au dessus d'un seuil de 0.2 pe) par rapport au coups de déclenchement.

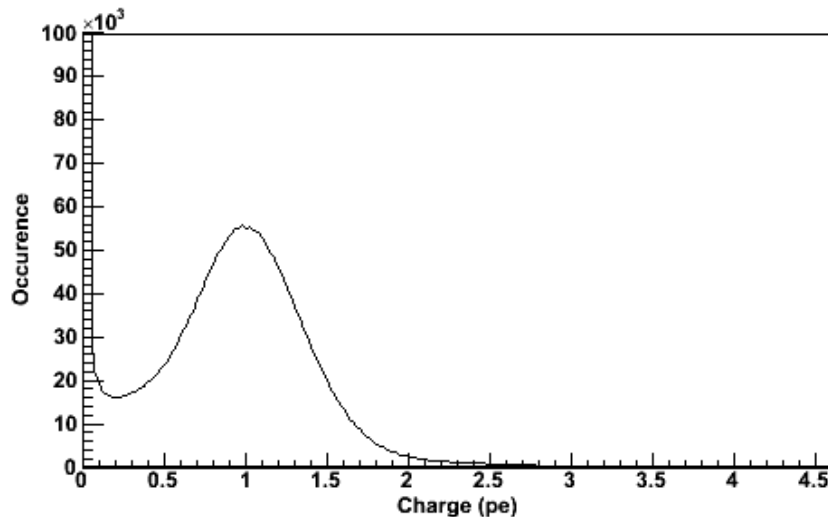


Figure A-18 : Spectre de la charge d'un électron unique pour le PM XP1806 n° 816. Mesures faites avec une LED.

Le Tableau A-1 résume les résultats des principaux paramètres caractérisant la réponse en électron unique. Avec la répartition de tension utilisée (10 Vs dans l'optique d'entrée sur 33.5 Vs), la tension nominale pour obtenir un gain de 10^7 est autour de 1650 V. Le rapport P/V en éclairant toute la photocathode (c'est-à-dire en mode auto déclenché sur le bruit de fond) pour ce PM est en moyenne de 2.5 (Tableau A-1). Si on éclaire uniquement la zone centrale de la photocathode (environ 10 cm de diamètre), la valeur moyenne du P/V augmente jusqu'à en moyenne 3.1. Ceci est dû à une meilleure focalisation des photoélectrons sur la première dynode (D1).

PM	Tension (V)	P/V	P/V (LED)
810	1600	2.3	2.9
816	1530	2.6	3.1
869	1790	2.7	3.1
873	1700	2.9	3.3

Tableau A-1 : Rapports P/V mesurés sur le spectre de bruit de fond ou sur le spectre de LED en électron unique pour 4 XP1806 à un gain de 10^7 .

La Figure A-19 montre l'évolution du gain en fonction de la tension d'alimentation pour 3 PM de type XP1806 équipés d'une embase « 10 Vs ». Les courbes ont été ajustées par le produit entre une loi de puissance avec un polynôme du second degré. En principe, la relation normale entre le gain et la tension doit être une simple loi de puissance (Équation A-1). Cette relation marche bien dans la plage de tension autour de la tension nominale. Le polynôme permet de prendre en compte les déviations à basse tension du comportement normal.

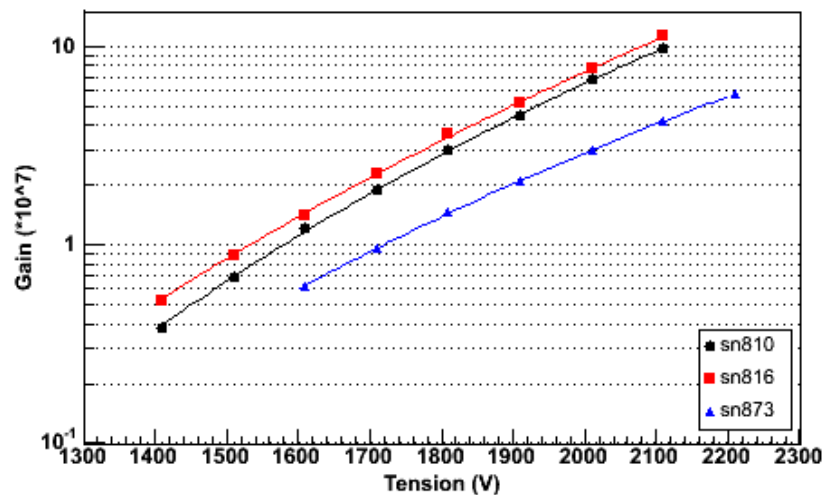


Figure A-19 : Gain du PM en fonction de la tension d'alimentation pour 3 PM de type XP1806. La répartition de la tension dans l'embase se fait avec 10 Vs dans l'optique d'entrée.

Bien que n'ayant pas la même tension nominale, les trois PM ont approximativement le même coefficient de la loi de puissance. La valeur de ce coefficient pour ces PM de type XP1806 est de 7.2.

La Figure A-20 montre l'évolution de la résolution en énergie exprimée par le paramètre P/V en fonction du gain (et donc de la tension) pour 3 XP1806 équipés de la même embase avec une répartition de 10 Vs dans l'optique d'entrée. Les mesures ont été faites à partir de la réponse en électron unique en mode auto déclenché sur le bruit de fond pour avoir toute la photocathode éclairée.

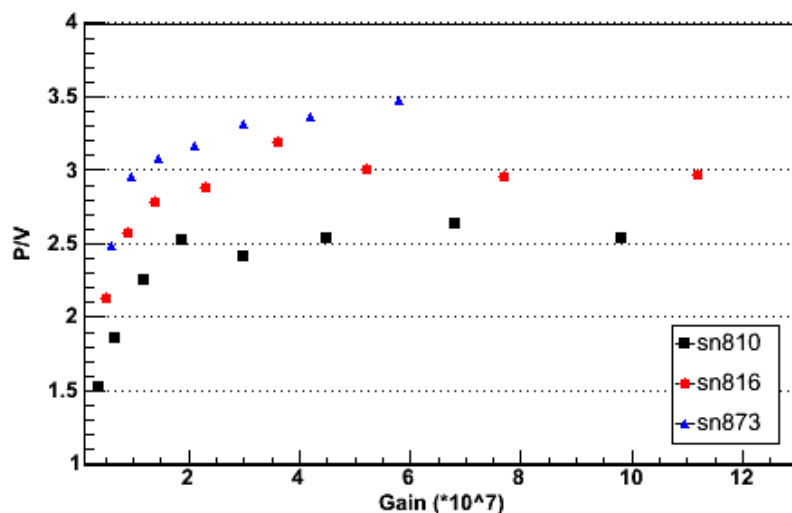


Figure A-20 : Evolution du paramètre P/V en fonction du gain pour 3 PM XP1806.

Pour un gain nominal de 10^7 , le rapport P/V est en moyenne de 3. Pour une répartition de tension donnée, la courbe du P/V en fonction du gain a toujours une forme de « cloche » avec un plateau au sommet.

A très bas gain, la collection et la focalisation ne sont pas optimales, il en résulte une plus grande dispersion des énergies et des vitesses des électrons primaires dans l'optique d'entrée, ce qui dégrade la résolution en énergie. Plus la tension augmente, meilleur est le P/V. Pour des très grandes tensions, la collection et la focalisation redeviennent moins bonnes. Le P/V dépend en grande partie du gain de la première dynode. Plus ce gain est grand, meilleur est le P/V.

Un autre paramètre permet de caractériser la résolution en énergie : la largeur du pic de la réponse en électron unique. Cette largeur varie aussi avec la tension et est naturellement reliée au P/V. Théoriquement, la largeur doit être égale à la dispersion de Poisson du nombre de photoélectrons de D1 convoluée par la réponse des étages suivants. La dispersion relative de Poisson du gain du premier étage D1 est :

$$\frac{\Delta G_1}{G_1} = \frac{1}{\sqrt{N_{pe}(D1)}} = 0.26 \text{ avec } N_{pe}(D1) = 15 \text{ (voir partie A-4.5.2)}$$

La largeur relative moyenne des histogrammes de la réponse en électron unique est mesurée sur les 4 PM de type XP1806:

$$\frac{\Delta P_{1pe}}{P_{1pe}} = 0.35$$

Donc la dispersion relative mesurée est supérieure à ce qu'on obtiendrait s'il y avait que la contribution du premier étage. Ceci prouve que la contribution des étages suivants est non négligeable dans la largeur du pic de 1 pe.

Il est parfois intéressant de connaître la réponse en amplitude du signal en photoélectron unique. Pour obtenir la relation entre la charge et l'amplitude, plusieurs traces ont été acquises avec l'oscilloscope numérique. La Figure A-21 montre pour le PM XP1806 n° 810, l'amplitude moyenne des signaux en fonction de leur charge.

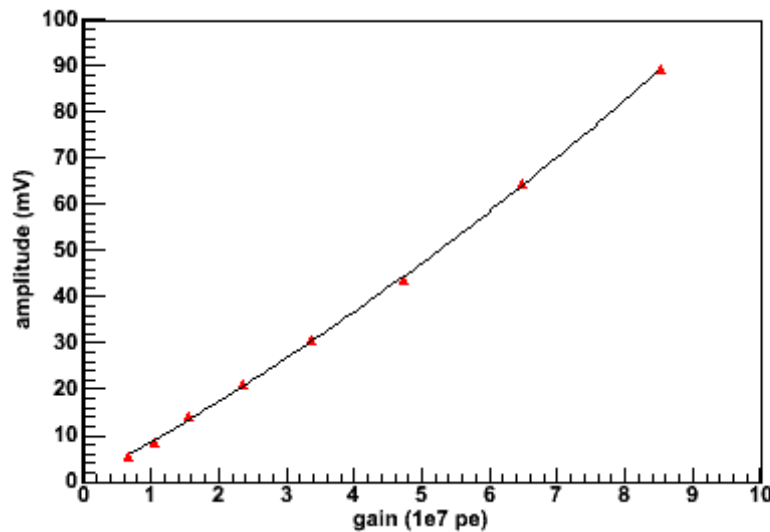


Figure A-21 : Amplitudes moyennes des signaux en fonction du gain pour le PM XP1806 n°810. La répartition de la tension dans l'embase est de 20 Vs dans l'optique d'entrée. Les mesures ont été faites avec un oscilloscope numérique.

La relation entre l'amplitude et la charge est quasiment linéaire. Ce lien est très important pour les expériences qui définissent les seuils de déclenchement des acquisitions en amplitude et qui utilisent la charge pour l'analyse des signaux, cette relation est caractéristique d'un type de multiplicateur et est en général linéaire.

A-4.2 Courant d'obscurité

A-4.2.1 Caractérisation

Le courant d'obscurité considéré ici est le taux de comptage des signaux de l'anode au dessus d'un seuil à 0.3 photoélectron quand le PM est dans l'obscurité totale (voir partie A-2.2.4). La Figure A-22 montre un spectre typique en charge du courant d'obscurité pour le PM XP1806 n°810. La charge des impulsions du courant d'obscurité suit la même distribution que celle en électron unique jusqu'à environ 2 photoélectrons. Au-delà, il y a une contribution supplémentaire pour le courant d'obscurité. Nous allons utiliser les différentes propriétés du bruit de fond (dépendance avec la tension, la température) pour quantifier les différentes contributions.

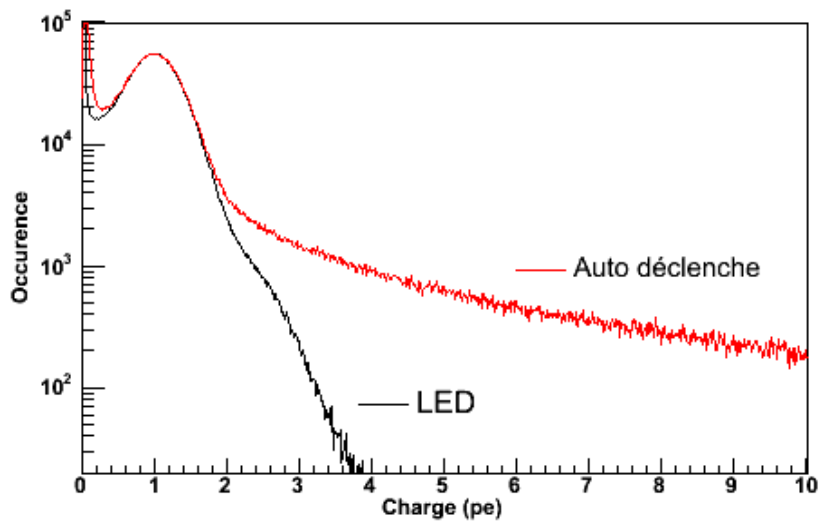


Figure A-22 : Spectre en charge obtenu en illuminant avec une diode (LED) ou en déclenchant directement sur le bruit pour le PM XP1806 n°816.

Avant les mesures, les PM sont laissés dans l'obscurité pendant au moins 12 heures pour éviter tout effet d'éblouissement de la photocathode. A température ambiante, le taux de comptage pour le XP1806 standard est de 4.4 ± 0.2 kcps avec un temps mort de 30 μ s (mesure corrigée) et de 6.1 ± 0.2 kcps sans temps mort.

La courbe suivante (Figure A-23) montre l'évolution du courant d'obscurité en fonction de la tension d'alimentation. Le courant d'obscurité augmente avec la tension. La comparaison des deux courbes avec et sans temps mort met en évidence qu'il y a juste un simple facteur de normalisation entre les deux (0.73) et que la composante de bruit dans le temps mort (30 μ s) est proportionnelle à $\exp(\lambda V)$ où λ est une constante.

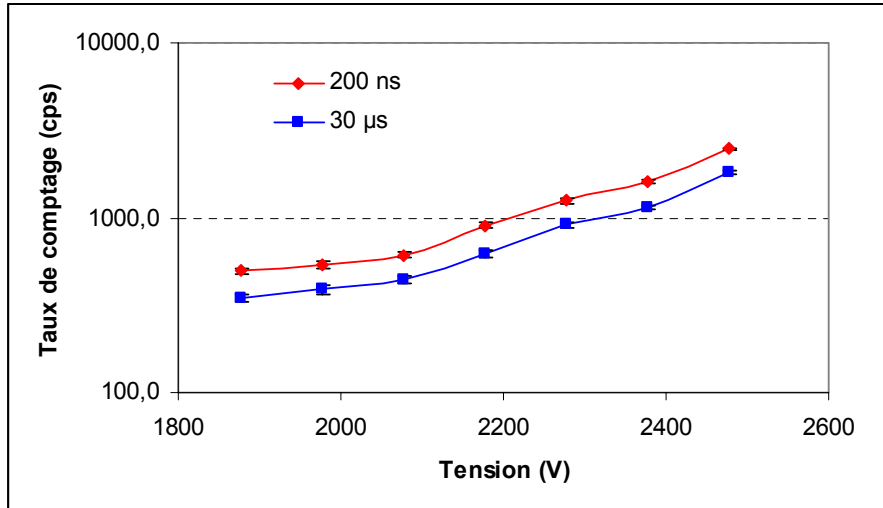


Figure A-23 : Courant d'obscurité en fonction de la tension pour le XP1806 n°816. La tension nominale est de 1899 V pour un gain de 10^7 . Le seuil de déclenchement est de 0.3 pe.

La Figure A-24 montre l'évolution du taux de comptage du bruit de fond en fonction du seuil de déclenchement. Cette courbe peut être directement déduite du spectre en charge mesuré en auto déclenché sur le bruit de fond. Avec un seuil entre 4 et 8 photoélectrons, on peut voir une légère « bosse » qui correspond au bruit de fond produit par les éléments radioactifs présents dans le verre de l'enveloppe du PM [a-10]. Au delà, la principale source sont les rayons cosmiques (voir partie A-4.2.3).

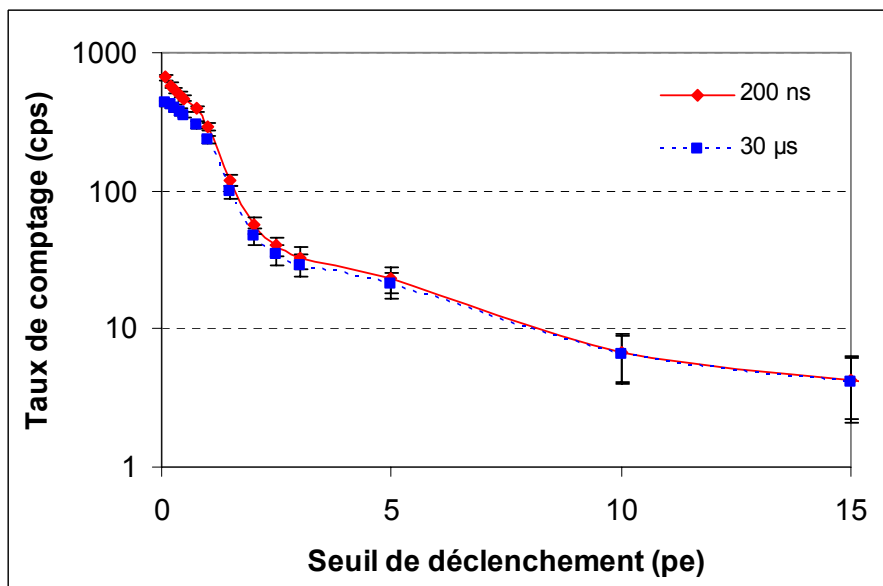


Figure A-24 : Taux de comptage avec (carré bleu) et sans (losange rouge) temps mort en fonction du seuil de déclenchement entre 0,1 et 15 photoélectrons pour le PM XP1806 sn816 avec un gain de 10^7 .

A-4.2.2 Influence de la température

La Figure A-25 montre l'évolution du courant d'obscurité en fonction de la température mesuré avec une échelle de comptage et un seuil de 0.3 photoélectron.

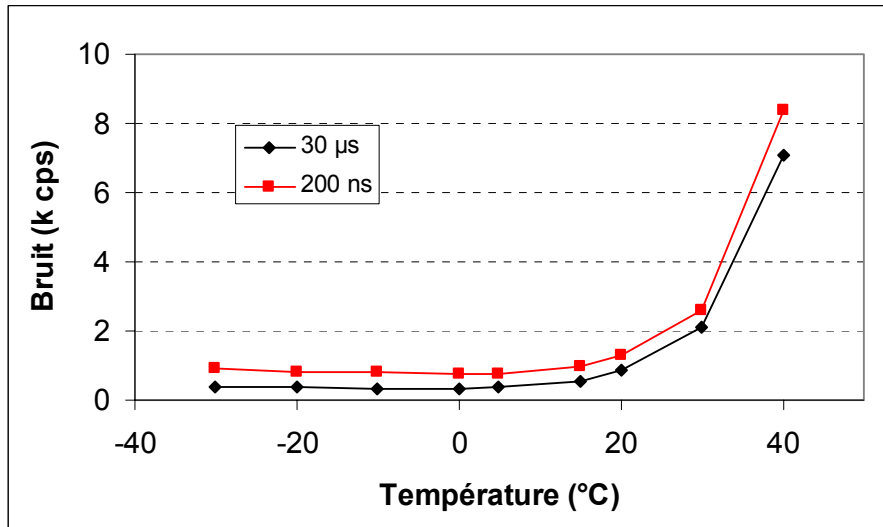


Figure A-25 : Evolution du courant d'obscurité au dessus d'un seuil de 0.3 pe en fonction de la température pour le PM XP1806 n° 816 avec un gain de 10^7 . Les résultats sont donnés pour 2 valeurs de temps mort (200 ns et 30 µs).

Le courant d'obscurité est stable en dessous de 5 °C et augmente de manière exponentielle au dessus de cette température. Les phénomènes physiques comme la radioactivité dans le verre ou les rayons cosmiques sont responsables du « talon de bruit », c'est-à-dire du taux de comptage résiduel à basse température. Au dessus de 10 °C, la composante du bruit de fond augmente de façon quasi exponentielle avec la température. Ceci est dû à l'émission thermoélectronique de la photocathode. En ajustant les deux coefficients de la loi de Richardson (voir partie A-2.2.4), on trouve une énergie moyenne d'activation de la photocathode (W) d'environ 1.03 eV et une constante de Richardson (A) d'environ 10^{13} kHz/cm²/K². Le Tableau A-2 récapitule les résultats des 2 coefficients de loi de Richardson pour 3 PM XP1806. Au dessous d'une température d'environ 5 °C, il n'y a plus de variation du taux de comptage. Cette température « critique » est caractéristique des photocathodes bi alcaline de type SbKCs.

XP806	A (kHz/cm ² /K ²)	W (eV)	talon (kHz)
n°810	$4,80 \cdot 10^{12}$	1,066	0,2
n°816	$1,63 \cdot 10^{12}$	1,018	0,3
n°869	$2,73 \cdot 10^{13}$	1,042	1,5

Tableau A-2 : Valeurs des 2 coefficients de la loi de Richardson (A : constante de Richardson et W : énergie d'activation de la photocathode) et la valeur du « talon de bruit » pour 3 PM de type XP1806. Les PM n° 810 et n° 816 sont réalisés avec du verre bas bruit.

Les courbes sans et avec temps mort ont une forme très similaire et ont une différence quasi constante (environ 450 cps dans notre cas). Ceci laisse supposer que le bruit de fond dans les 30 μ s (suivant un déclenchement sur une impulsion à 0.3 pe) ne dépend pas de la température et peut être attribué à des phénomènes physiques tels que la radioactivité du verre du PM, la radioactivité ambiante et le rayonnement cosmique.

A-4.2.3 Effet des rayons cosmiques dans le verre du photomultiplicateur

Le courant d'obscurité, même à très basse température, contient des événements en forme de « train d'impulsions » (ou « burst »). Le but de cette partie est de montrer que ces trains d'impulsions peuvent provenir de phénomènes physiques tels que le passage de rayons cosmiques dans le verre de l'enveloppe du PM. L'effet des rayons cosmiques a été mesuré sur un PM de 8 pouces (XP1806 n°816).

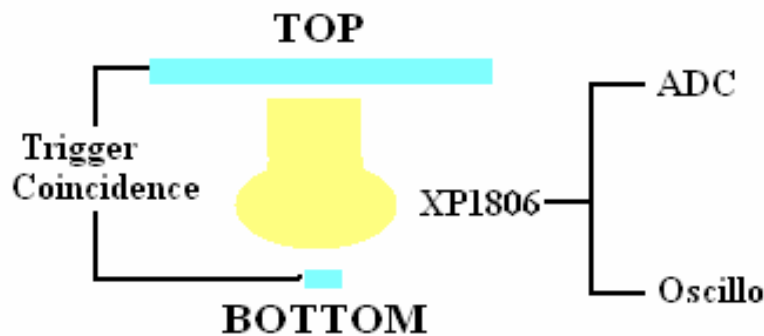


Figure A-26 : Schéma de principe de l'expérience sur l'influence des rayons cosmiques sur le PM de type XP1806. Le schéma n'est pas à l'échelle.

La Figure A-26 montre un schéma de principe de l'expérience sur l'influence des rayons cosmiques. Deux scintillateurs plastiques sont placés en dessus et en dessous du PM à caractériser et servent à sélectionner les muons qui traversent le PM. Les deux scintillateurs sont distants d'environ 1 m. La taille du scintillateur du haut est de 40*40*4 cm³ tandis que celui du bas a une dimension de 10*10*1 cm³. Une plaque de plomb de 1 cm d'épaisseur a été positionnée entre les 2 scintillateurs pour éliminer les particules de faible énergie. Pour chaque coïncidence entre les deux scintillateurs, la réponse du PM est enregistrée avec un ADC. La Figure A-27 montre un histogramme de la charge des signaux des PM (la fenêtre d'intégration est de 100 ns). La charge déposée par un rayon cosmique est piquée vers 15 photoélectrons avec une moyenne d'environ 30 photoélectrons. Des événements ont même été mesurés avec une charge supérieure à 200 photoélectrons.

Un rayon cosmique créé par effet Čerenkov dans le verre du PM environ 400 photons par cm dans un domaine de longueur d'onde compris entre 300 et 600 nm [a-64]. Avec une épaisseur moyenne de verre d'environ 3 mm et une efficacité quantique autour de 25 %, le nombre de photoélectrons créés est de l'ordre de 30. Ce nombre moyen de photoélectrons créés par effet Čerenkov dans le verre de la fenêtre d'entrée est en très bon accord avec celui mesuré précédemment dans le premier pic du train d'impulsions.

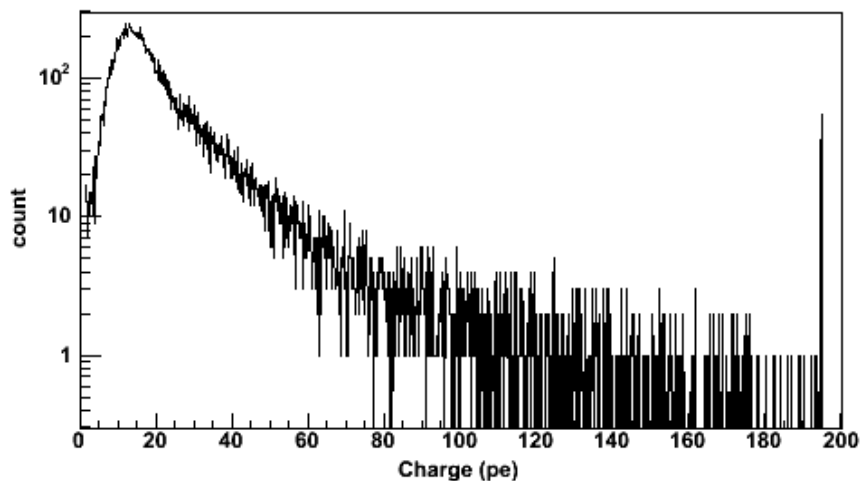


Figure A-27 : Histogramme de la charge du premier pic du train d'impulsions (fenêtre d'intégration de 100 ns) exprimée en photoélectron de la réponse aux muons cosmiques du PM de type XP1806 (déclenchement par la coïncidence de deux scintillateurs).

Pour étudier les caractéristiques (distribution temporelle, en amplitude et en nombre) des trains d'impulsions, 30000 traces ont été enregistrées sur une durée de 30 μ s avec un oscilloscope numérique (Tektronix TDS500) déclenché par la coïncidence des deux scintillateurs. La Figure A-28 montre des exemples de traces typiques. Dans la majorité des cas, les traces sont composées d'un pic à plusieurs photoélectrons (en moyenne 30) suivi d'un certain nombre d'impulsions secondaires dont la charge moyenne est celle du photoélectron unique.

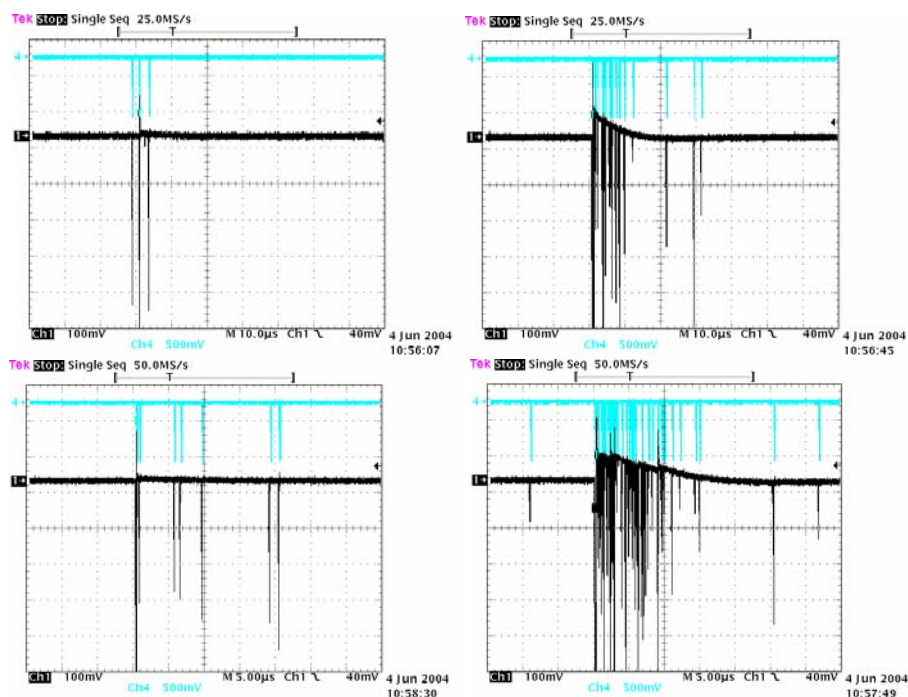


Figure A-28 : Réponse des PM au passage des rayons cosmiques. Copie d'écran d'oscilloscope de 4 traces typiques. En bleu, signaux logiques (seuil de 0.3 pe) et en noir signaux analogiques. La base de temps est de 10 μ s par division et le calibre est de 100 mV pour la voie analogique. La fluctuation de la ligne de base est due à la saturation de l'amplificateur de l'oscilloscope.

Les deux graphes de la Figure A-29 montrent la distribution temporelle et celle du nombre d'impulsions secondaires dans une trace de 30 μ s. En plus de l'impulsion principale, il y a en moyenne 5 pics secondaires dans une fenêtre de 30 μ s au dessus d'un seuil en amplitude de 0.3 photoélectron. Dans certains cas, un rayon cosmique peut être responsable de plus de 25 impulsions secondaires dans une fenêtre de 30 μ s. La distribution d'arrivée des impulsions secondaires suit une loi de décroissance avec plusieurs constantes de temps : une d'environ 2.9 ± 0.3 μ s et une plus lente d'environ 13.5 ± 1.0 μ s. L'origine de ces impulsions secondaires n'est pas totalement établie : elles peuvent provenir de la désexcitation du verre de l'enveloppe du PM par fluorescence ou l'excitation de niveaux « métastables » de la photocathode [a-9][a-63][a-64]. Le pic vers 6.5 μ s dans la distribution temporelle des impulsions secondaires a pour origine les post impulsions de type II (voir partie A-4.5.1).

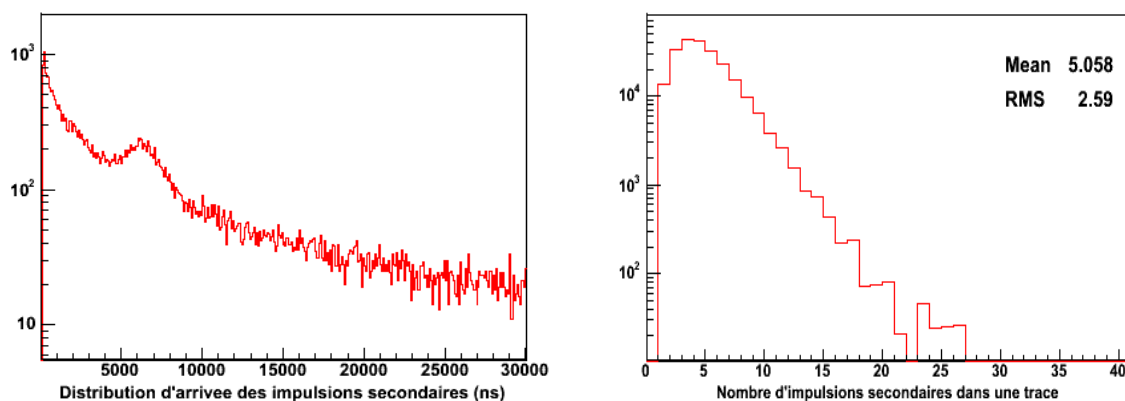


Figure A-29 : Distribution temporelle (gauche) et du nombre (droite) des impulsions secondaires dans une fenêtre de 30 μ s après le pic principal. (Déclenchement de l'oscilloscope numérique (« multi hit») par la coïncidence des deux scintillateurs).

Dans cette expérience, le taux de comptage des coïncidences entre les deux scintillateurs est d'environ 1.6 coups par seconde (cps) pour une ouverture angulaire de notre dispositif de 53°. Comme le flux des rayons cosmiques suit une loi en $\cos^2\theta$ en fonction de l'angle zénithal θ , on trouve en première approximation un taux d'environ 4.5 cps pour tout l'angle solide. D'après les données du "Particle Physics Booklet" [a-65], le taux de rayons cosmiques traversant une surface horizontale est de 130 coups par m² et par seconde pour les muons atmosphériques et de 180 coups par m² et par seconde en prenant en compte toutes les particules (électrons + muons), ce qui donne respectivement un taux de 5.2 cps et de 7.2 cps pour une surface d'environ 400 cm² (surface de photocathode). Le taux de comptage des coïncidences entre les 2 scintillateurs se rapproche beaucoup de celui des muons. Ce résultat peut se comprendre car l'expérience est réalisée dans un bâtiment et avec une plaque de plomb (absorption des électrons). En ajoutant la contribution des impulsions secondaires, c'est-à-dire en comptant l'ensemble des impulsions du train, on trouve que la contribution des rayons cosmiques au « talon » de bruit de fond est d'environ 23 cps au dessus d'un seuil en amplitude de 0.3 pe.

On a mesuré précédemment que pour le XP1806, le taux de comptage des grandes impulsions est d'environ 21 cps au dessus d'un seuil de 5 pe (voir partie A-4.2.1). Ceci semble montrer que les rayons cosmiques ne sont responsables que d'environ un quart des grandes impulsions du bruit de fond.

Pour étudier l'origine des 16 Hz de grandes impulsions non liées aux rayons cosmiques, des acquisitions de traces de bruit de fond sont réalisées au dessus d'un seuil en amplitude de 5 photoélectrons. Les résultats sont présentés dans la Figure A-30 (courbes de couleur rouge). La distribution temporelle des impulsions secondaires après un pic principal ayant une amplitude supérieure à 5 pe a exactement la même forme que celle des impulsions secondaires dues au passage des rayons cosmiques. Par contre, les impulsions secondaires sont légèrement plus nombreuses pour le bruit de fond que dans le cas du passage d'un rayon cosmique. Ceci semble indiquer que c'est le même phénomène physique qui est responsable de tous les trains d'impulsions du bruit de fond. Ces trains d'impulsion peuvent aussi être initiés par exemple par les électrons provenant de la décroissance β du potassium 40 ou des autres éléments radioactifs (voir partie A-4.2.4). L'absence de rafales avec la LED semble montrer que les impulsions secondaires ne proviennent pas de l'excitation de la photocathode par les photons Čerenkov.

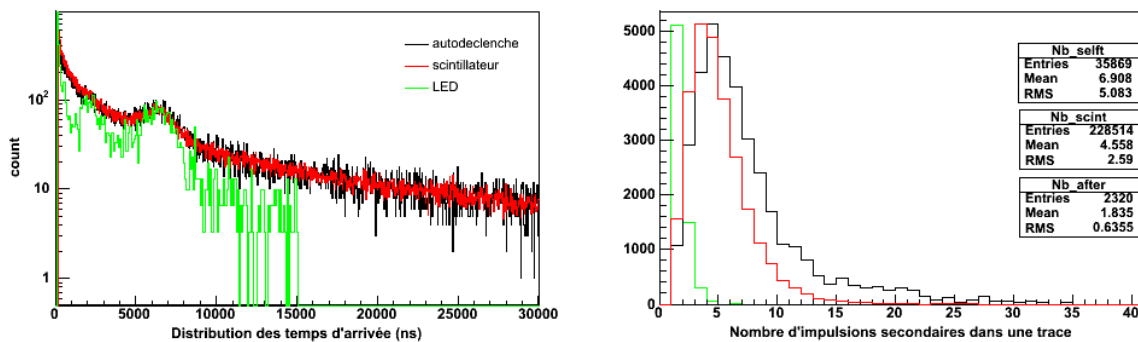


Figure A-30 : XP1806 n°816 : distribution temporelle (gauche) et du nombre (droite) d'impulsions secondaires dans une trace de 30 μ s avec différents types de déclenchement : auto déclenché sur le bruit de fond en noir avec un seuil de 5 photoélectrons, avec la coïncidence des deux scintillateurs en rouge et avec une LED avec un éclairage de 10 photoélectrons en vert pour mesurer les post impulsions (voir partie A-4.5.1). Les différentes composantes sont normalisées pour avoir le même nombre de coups dans les histogrammes.

Pour valider les résultats sur la réponse du PM aux rayons cosmiques, un autre PM avec une géométrie complètement différente a été testé dans les mêmes conditions. Les tests ont été faits sur le PM XP4512 [a-66] de Photonis de 5 pouces de diamètre avec une géométrie plan-concave. L'enveloppe du PM est réalisée en verre identique à celui utilisé sur le XP1806. Les deux graphes de la Figure A-31 montrent la distribution temporelle des impulsions secondaires ainsi que celle de leur nombre dans une trace de 30 μ s. Les deux constantes de décroissance de la distribution des temps d'arrivée sont d'environ 3.3 μ s et d'environ 15.5 μ s. Ces valeurs sont très proches de celles mesurés avec le PM XP1806. Le nombre d'impulsions secondaires dans le bruit de fond est d'environ 6.5 au dessus d'un seuil de 0.4 pe. Bien que la surface de photocathode soit plus faible, le nombre d'impulsions secondaires est plus important que dans le cas du XP1806. Ceci peut s'expliquer par le fait que la fenêtre d'entrée du PM en verre est beaucoup plus épaisse.

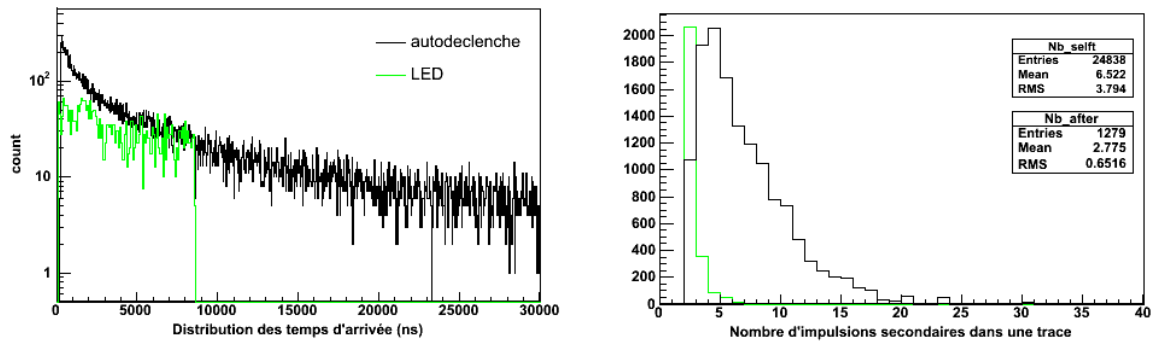


Figure A-31 : XP4512 (PM de 5 pouces avec une fenêtre d'entrée de forme plan-concave) : distribution temporelle (gauche) et du nombre (droite) des impulsions secondaires avec différents types de déclenchement : auto déclenché avec un seuil de 5 photoélectrons sur le bruit de fond en noir, avec une LED avec un éclaircissement en photoélectron unique en vert.

En résumé, la réponse des PM aux rayons cosmiques est composée de deux parties : une impulsion de 30 photoélectrons en moyenne dont la cause semble être l'émission Čerenkov dans le verre du PM. Le taux de comptage des grandes impulsions est en accord avec le flux de rayons cosmiques (entre 5 et 10 cps pour un PM de 8 pouces). Cette grande impulsion est suivie par une série de pics en photoélectron unique. L'origine des impulsions secondaires des trains d'impulsions n'est pas encore totalement déterminée. Les rayons cosmiques sont responsables d'environ une vingtaine de coups par seconde avec un seuil de 0.3 pe du « talon » de bruit à basse température dans le cas du XP1806. Plus de trois quarts des trains d'impulsions présents dans le bruit de fond ne sont pas liés aux rayons cosmiques, ils peuvent être attribuer par exemple à la décroissance des éléments radioactifs du verre (en particulier la décroissance β du potassium 40). Pour réduire la contribution des rayons cosmiques, la seule possibilité serait d'avoir une fenêtre amincie. Pour vérifier cette assertion, une petite expérience doit être montée dans un futur proche avec un plus petit PM (Photonis XP33KO) ayant une fenêtre amincie et une galette de verre de 1 cm d'épaisseur optiquement couplée à la fenêtre d'entrée du PM. Cette expérience permettra de quantifier l'influence des rayons cosmiques en fonction de l'épaisseur de verre

A-4.2.4 Effet de la radioactivité contenue dans le verre des photomultiplicateurs

Un autre phénomène responsable du « talon de bruit » à basse température est la radioactivité naturelle du verre. Pour réduire cette radioactivité, les fabricants de PM purifient le verre des enveloppes en enlevant le plus possible tous les éléments radioactifs [a-11]. La Société Photonis a trois gammes de verres pour les PM hémisphériques : standard de type Pyrex, de type "low K" et de type "ultra low K". Les principaux composants radioactifs présents dans le verre sont : ^{40}K , la chaîne de ^{238}U et la chaîne de ^{232}Th .

Le potassium naturel contient 0.0117 % de ^{40}K qui décroît par émission bêta vers la ^{40}Ca avec une probabilité de 0,89 et vers ^{40}Ar par capture électronique. L'énergie maximale de l'électron (spectre β continu) est de 1.33 MeV. Un électron ayant une énergie supérieure à 0.51 MeV produit environ 400 photons par cm dans le visible par effet Čerenkov dans le verre. Comme pour le passage d'un rayon cosmique, l'électron va initier un train d'impulsions avec un premier pic dû à l'émission Čerenkov suivi de plusieurs impulsions secondaires. De la même manière, les émissions β des noyaux de la chaîne ^{238}U et la chaîne de ^{232}Th peuvent produire un certain nombre d'impulsions secondaires [a-9].

Photonis a fabriqué deux PM XP1806 avec chaque type de verre. Des mesures de courant d'obscurité à très basse température ont permis de caractériser ces verres du point de vue de l'utilisateur. Les PM sont stabilisés pendant une nuit à une température de -10°C . Le courant d'obscurité au dessus d'un seuil en amplitude de 0.3 photoélectron est mesuré avec et sans temps mort. La Figure A-32 montre les résultats obtenus pour les trois types de verre.

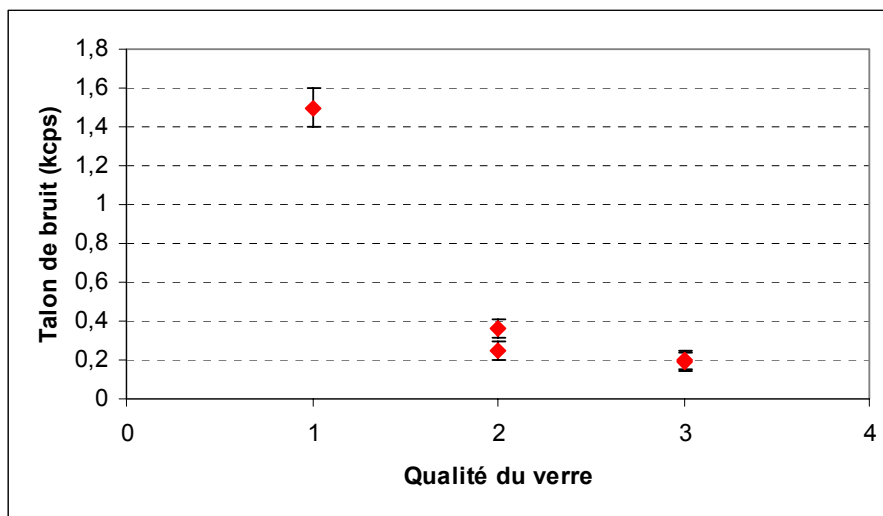


Figure A-32 : Courant d'obscurité à une température de -10°C en fonction du type de verre : pour un PM standard (1), pour 2 PM de type « low K » (2) et pour 2 PM de type « ultra low K » (3). Mesures faites au dessus d'un seuil de 0.3 pe avec 30 μs de temps mort.

Comme attendu, la valeur du « talon » du courant d'obscurité à basse température diminue quand la qualité du verre est améliorée. Pour le meilleur des verres, le « talon de bruit de fond » est 190 coups par seconde. Cette mesure prend en compte en plus de la radioactivité naturelle, les effets des rayons cosmiques (voir partie A-4.2.3).

A-4.3 Résolution temporelle

La Figure A-33 montre un histogramme typique de la dispersion des temps d'arrivée (en photoélectron unique avec un seuil de 0.1 pe). La distribution temporelle n'est pas symétrique en raison de la décroissance temporelle du scintillateur. On peut aussi observer dans la distribution temporelle deux pics qui sont liés à des post impulsions. Des détails sur ces deux pics seront donnés dans la partie A-4.5.2 .

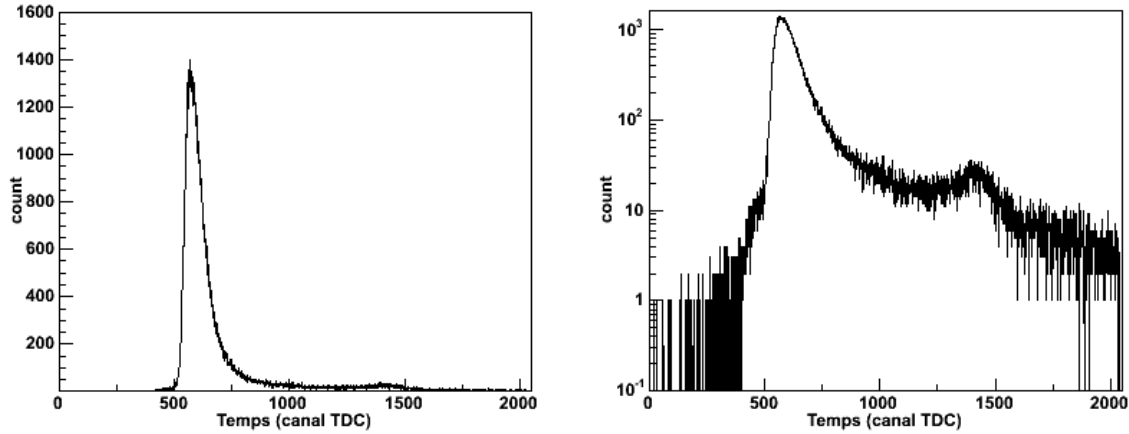


Figure A-33 : Histogramme de la dispersion des temps d'arrivée en photoélectron unique avec un seuil à 0.1 pe. Les mesures ont été faites avec le PM XP1806 n°810 avec une tension de 1900V (embase à « 10 Vs »). L'axe des abscisses est en canaux TDC avec 1 canal = 59 ps.

Les mesures de dispersion se font directement en calculant la largeur à mi hauteur de la distribution temporelle. L'évaluation de cette largeur est réalisée de la façon suivante. Une première étape consiste à faire un fit gaussien autour du maximum du pic pour trouver le maximum moyen et s'affranchir ainsi des effets d'échantillonnage et de manque de statistique. On balaye ensuite l'histogramme pour trouver les positions les plus proches de la moitié du maximum. Enfin, pour améliorer la précision, on fait une interpolation linéaire autour de ces deux points.

La dispersion du temps de transit (ou jitter) w_{PM} est calculée à partir de la formule suivante [a-67] :

$$w_{PM}^2 = w_{observé}^2 - w_{source}^2 - w_{PM_trigger}^2 - w_{electronique}^2$$

avec $w_{observé}^2$: largeur à mi-hauteur mesurée de l'histogramme en temps de la mesure globale,

w_{source}^2 : « jitter » de la source de lumière,

$w_{PM_trigger}^2$: « jitter » du PM de déclenchement,

$w_{electronique}^2$: contribution de l'électronique du banc de test.

On a vu dans la partie A-3.2 .que, en raison du grand nombre de photoélectrons, les fluctuations temporelles du PM de déclenchement sont négligeables. La contribution de l'électronique du banc de test (< 100 ps) est également négligeable. La contribution de la source de lumière est évaluée à partir de la mesure avec le PM rapide de contrôle (XP2020) réglé en photoélectron unique. D'après les mesures faites par M. Moszyński sur plusieurs XP2020 [a-60], le « jitter » est de 276 ps en RMS ou 650 ps en FWHM. La mesure de la dispersion de temps de transit avec le PM de contrôle est de $1,8 \pm 0,1$ ns en FWHM. On retrouve des résultats analogues à ceux de la référence [a-58] (voir partie A-3.2). La dispersion du temps de transit du PM étudié w_{PM} se déduit de la formule suivante :

$$w_{PM}^2 = w_{observé}^2 - (1.7ns)^2$$

La Figure A-34 montre l'influence de la tension d'alimentation du PM sur la mesure de la dispersion de temps de transit pour le PM XP1806 n°816. La dispersion de temps de transit pour un gain nominal de 10^7 est d'environ 2.8 ns (répartition de la tension dans l'embase avec 10 Vs dans l'optique d'entrée).

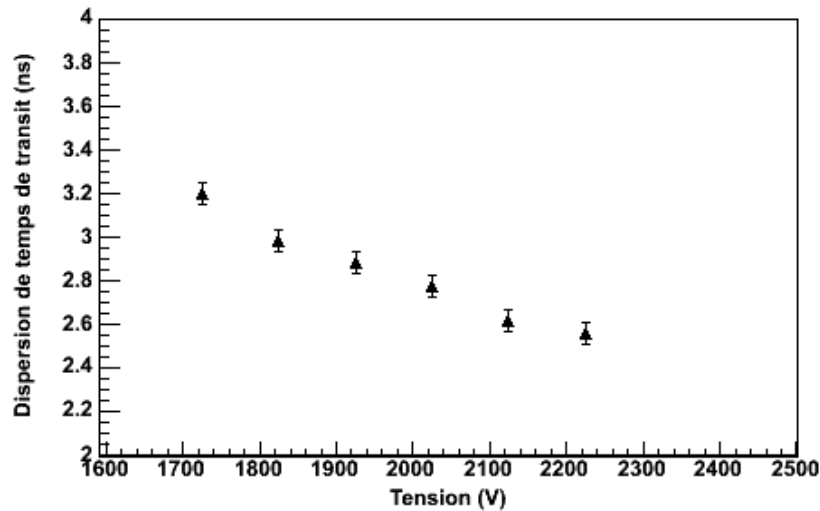


Figure A-34 : Dispersion de temps de transit (FWHM) en fonction de la tension d'alimentation pour le PM XP1806 n°810 avec une embase avec 10 Vs dans l'optique d'entrée. Les mesures ont été faites sans le diaphragme. La contribution de la source a été enlevée.

Le graphe précédent montre que la résolution temporelle décroît rapidement avec la tension d'alimentation (ou le gain) pour atteindre des valeurs de 2.5 ns (FWHM) pour une tension de 2200 V. Dans les PM hémisphériques, la contribution principale à la dispersion de temps de transit provient de l'optique d'entrée et l'augmentation du champ dans cette zone améliore le temps de transit.

En conclusion, pour améliorer la résolution temporelle, il faut avoir une tension d'optique assez importante. Mais si la tension dans l'optique d'entrée est trop importante, il y a d'autres types de problèmes limitant le bon fonctionnement du PM comme les post impulsions, le bruit voire le claquage.

A-4.4 Influence du champ magnétique terrestre

Les deux courbes suivantes (Figure A-35) montrent l'évolution du gain et du rapport P/V en fonction de l'orientation du PM. Les mesures ont été faites sur le PM XP1806 n° 816 pour un gain de 10^7 (répartition avec 20 Vs dans l'optique d'entrée).

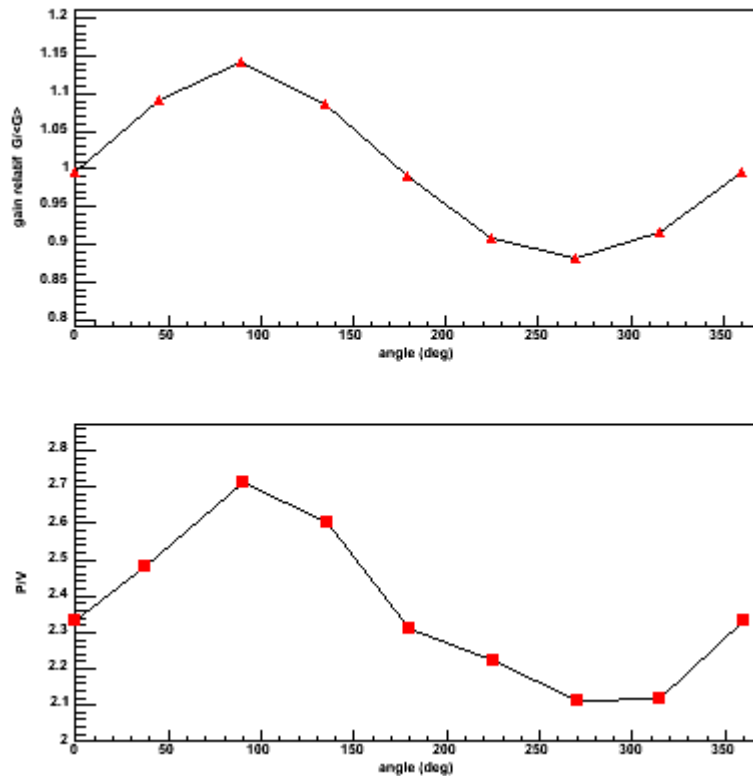


Figure A-35 : Evolution du gain et du rapport P/V en fonction de l'orientation du PM (XP1806 n° 816). L'origine correspond à la broche "sp" orientée vers le Nord. Le sens de rotation est celui des aiguilles d'une montre.

La variation relative du gain est d'environ $\pm 12\%$. L'évolution du P/V suit la même loi que le gain. Le champ magnétique modifie les trajectoires des photoélectrons dans le PM et donc la collection des photoélectrons. La forme de la première dynode (en forme de « cuillère ») conduit à une collection des électrons non uniforme en fonction de l'orientation. A la situation géographique de notre laboratoire, la meilleure façon de placer le PM XP1806 pour maximiser le gain est d'orienter la broche n°5 vers le Nord quand le PM est positionné verticalement (photocathode vers le bas).

La Figure A-36 montre les résultats de dispersion de temps de transit en fonction de l'orientation du PM. Les mesures ont été faites avec une LED (au lieu de la source de lumière avec le scintillateur). Comme on pouvait s'y attendre, l'orientation du PM n'a quasiment aucune influence sur la résolution temporelle du PM.

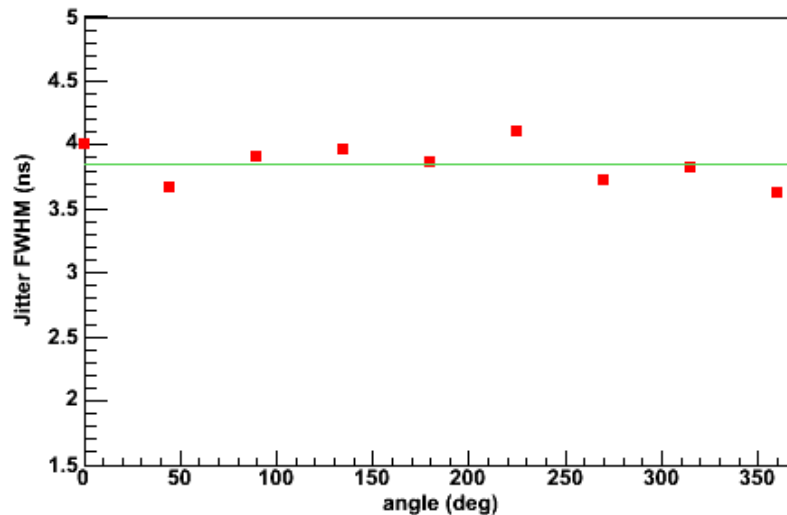


Figure A-36 : Dispersion de Temps de transit en fonction de l'orientation du PM. L'origine correspond à la broche "sp" orientée vers le Nord. Le sens de rotation est celui des aiguilles d'une montre. Les mesures ont été faites avec une LED. La contribution de la LED (2.7 ns FWHM) n'a pas été soustraite.

A-4.5 Post-impulsions

Le but de cette partie est de déterminer les principales caractéristiques des post impulsions en particulier leurs distributions temporelle et en amplitude ainsi que la probabilité d'occurrence. Une première étude concerne les post impulsions de type II définies dans la partie A-2.2.5 . Tous les autres types de post impulsions : post impulsions ayant un retard de l'ordre de quelques dizaines de nano secondes et impulsions arrivant juste avant le pic principal ou « prepulse » sont caractérisés dans une deuxième étude. Les mesures ont été faites avec un banc de test dont le protocole est décrit dans la partie A-3.1.2 .

A-4.5.1 Post impulsion de type II (100 ns – 16 μ s)

La Figure A-37 montre des exemples typiques de traces d'oscilloscope. On y voit en plus du pic principal des impulsions secondaires qui peuvent être soit des post impulsions soit du bruit de fond. La distribution des temps d'arrivée pour le bruit de fond est aléatoirement répartie sur la fenêtre en temps tandis que celle des post impulsions est organisée en structure.

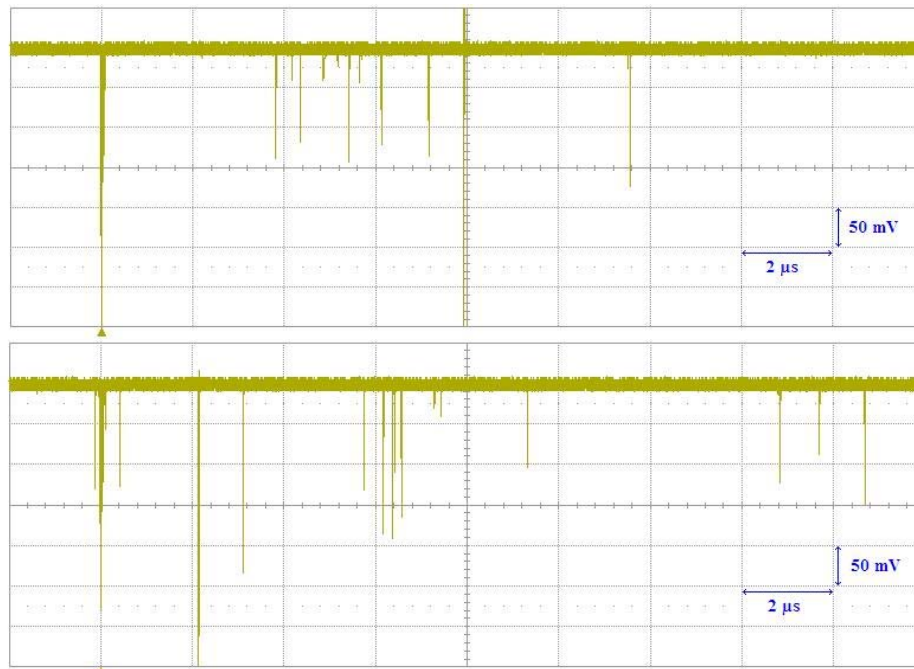


Figure A-37 : Copies d'écran d'oscilloscope déclenché par l'horloge de la LED représentant 500 traces superposées pour le PM XP1806 n°816 à un gain de 10^7 . L'amplitude moyenne du photoélectron unique est d'environ 200 mV (après amplification de gain 25). La petite flèche en dessous de chaque graphe représente la position du pic principal.

A-4.5.1.1 Distribution temporelle

Les post impulsions ont été mesurées sur 4 PM de type XP1806. La Figure A-38 montre deux distributions typiques des temps d'arrivée des impulsions secondaires. Les mesures ont été faites en électron unique avec un seuil à 0.3 pe.

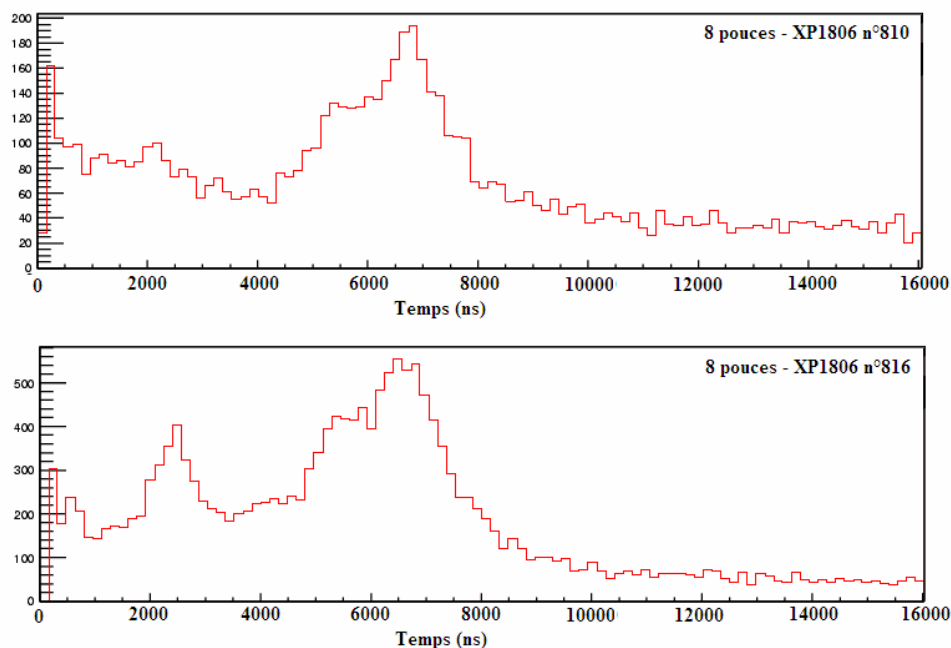


Figure A-38 : Distribution temporelle typique des impulsions secondaires (courant d'obscurité + post impulsions). Les mesures ont été faites en photoélectron unique sur 2 XP1806 (en haut : n°810, et en bas : n°816) pour un gain de 10^7 et avec un seuil en amplitude de 0.3 pe.

La distribution en temps des post impulsions contient 3 pics principaux à environ 2,3 μ s, 5,6 μ s et 6,6 μ s. Ces deux derniers pics sont très bien discernés dans le cas du PM n°816 mais sont parfois presque confondus comme par exemple PM n°810. L'intensité des différents pics varie selon les PM. Lorsqu'il y a une statistique importante, on peut discerner 3 autres pics vers 0,9 μ s, 4,3 μ s et 7,4 μ s. Le retard de ces post impulsions est donné au premier ordre par le temps de vol des ions depuis leur création jusqu'à l'arrivée sur la photocathode. L'analyse de la position de ces pics doit permettre de déterminer la nature des ions ainsi que le lieu d'ionisation. En plus de la présence de pics relativement étroits dans la distribution des temps d'arrivée, il y a une « bosse » au dessus du bruit de fond très étalée entre 200 ns et 10 μ s représentant plus de la moitié des post impulsions.

Pour améliorer la précision de la distribution temporelle (sans avoir à acquérir une énorme statistique), on peut utiliser une injection de lumière avec la LED d'environ 10 pe. Ainsi, le nombre de post impulsions sera multiplié par 10 (chaque électron étant indépendant) par rapport au bruit de fond (stable), d'où un meilleur rapport signal sur bruit.

A-4.5.1.2 Distribution en amplitude

L'utilisation de l'oscilloscope numérique permet d'avoir en même temps que la distribution temporelle, la distribution en amplitude de chaque impulsion secondaire. La Figure A-39 présente un histogramme à 2 dimensions de l'amplitude en fonction du temps d'arrivée des impulsions secondaires pour le XP1806 n°816 fait avec une LED réglée pour une émission en photoélectron unique.

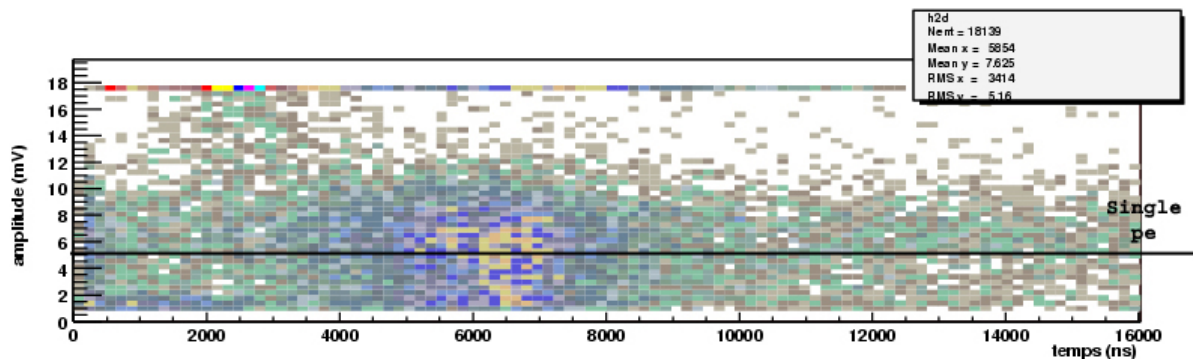


Figure A-39 : Histogramme à 2 dimensions de l'amplitude en fonction du temps d'arrivée des impulsions secondaires. Les mesures ont été faites en électron unique sur le PM XP1806 n°816 avec un gain de 10^7 et un seuil de 0.3 pe.

Cet histogramme met en évidence qu'il y a différentes distributions en amplitude pour chaque pic. Les deuxième et troisième pics (vers 5.6 et 6.6 μ s) ont une distribution proche du photoélectron unique. Par contre le 1^{er} pic (vers 2.3 μ s) a eu une distribution en amplitude plus étendue. Ceci se voit très bien quand on compare les spectres en temps à différents seuils (Figure A-40). On remarque que le nombre de coups dans le premier pic reste quasiment stable quand on augmente le seuil par contre celui du 2^{ème} pic diminue fortement avec le seuil. On voit aussi que l'intensité du troisième pic augmente par rapport à celle du deuxième pic. A très haut seuil on voit même apparaître un nouveau pic vers 7.3 μ s.

L'analyse en amplitude des post impulsions montre des variations importantes qui peuvent qualitativement se comprendre par la variation des phénomènes d'émission. L'amplitude est directement reliée au nombre de photoélectrons créés par l'ion sur la couche émettrice d'électrons (photocathode, dynode). Pour arracher plus d'électrons, l'ion doit soit avoir un coefficient d'émission plus grand soit avoir une vitesse plus élevée (ion plus léger ou créé dans une zone où le champ est plus grand).

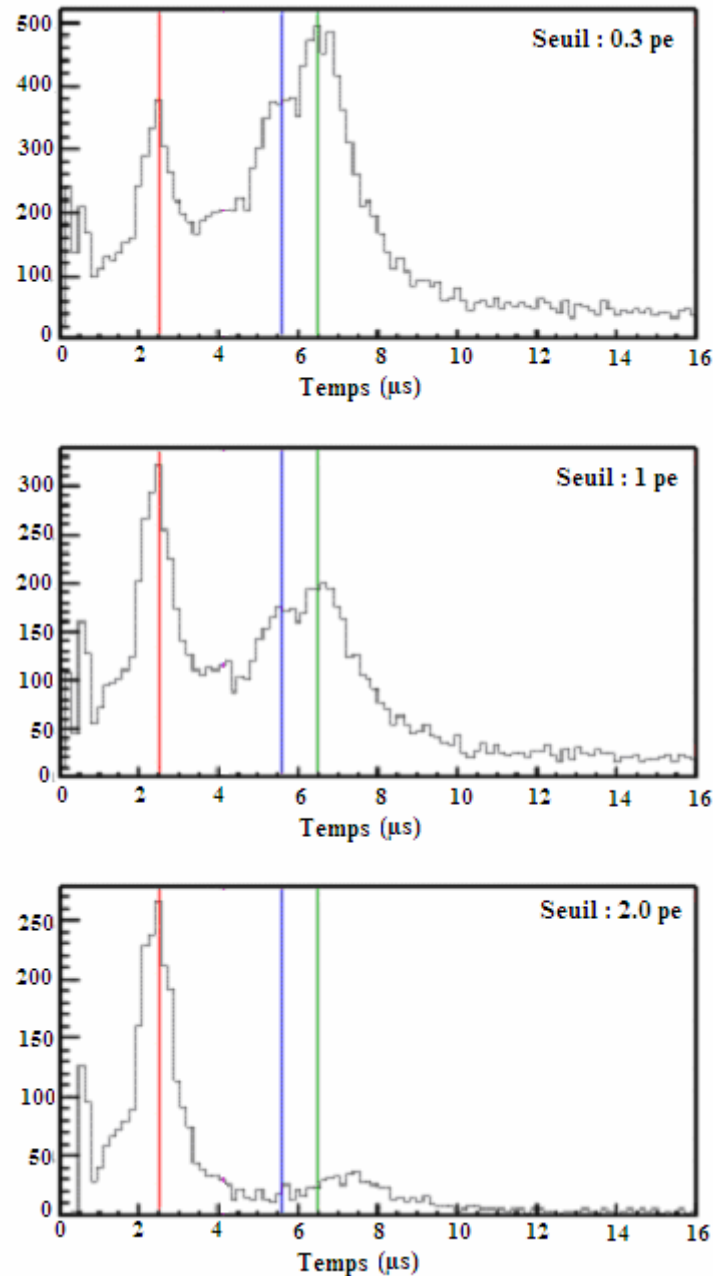


Figure A-40 : Evolution de la forme de la distribution temporelle des post impulsions pour différents seuils en amplitude. Les mesures ont été faites en électron unique sur le PM XP1806 n°816 avec un gain de 10^7 .

A-4.5.1.3 Probabilité d'occurrence

La Figure A-41 montre le taux de post impulsions pour le PM XP1806 n°816 en fonction du seuil de sélection. Pour un seuil de 0.3 pe, la probabilité moyenne de post impulsions est d'environ 3,6 %. La probabilité décroît à peu près linéairement avec l'augmentation du seuil.

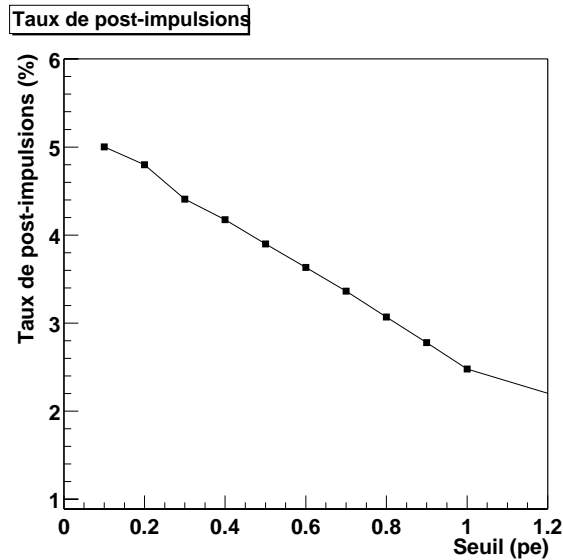


Figure A-41 : Taux des post impulsions (en %) en fonction du seuil en amplitude pour le PM XP1806 n°816 à un gain de 10^7 .

Dans le Tableau A-3 sont résumées les principales caractéristiques des post impulsions pour les 4 PM de type XP1806. La probabilité moyenne des post impulsions est de 4.6 % pour un seuil de 0.3 pe. En regardant les probabilités pour les 4 PM testés, on peut remarquer qu'il y a une très grande dispersion autour de la valeur moyenne.

XP1806	Sk CB ($\mu\text{A}/\text{ImF}$)	SER			Bruit (cps) $T=20^\circ$, $Th=0.3$ pe	Post impulsion			
		HV	Gain ($\cdot 10^7$)	P/V		Probabilité (%)	Position (μs)		
810	8	1600	1.0	2.29	320	1,9	2,2	5,4	6,7
816	8	1530	1.0	2.55	926	3,6	2,4	5,6	6,5
869	9	1790	1.1	2.71	4003	5,2	1,7	5,3	6,3
873	9	1700	0.9	2.92	3378	7,6	2,3	5,7	6,6

Tableau A-3 : Principales caractéristiques des post impulsions.

A-4.5.1.4 Influence des différentes tensions de l'optique d'entrée, du multiplicateur

Pour mesurer l'influence de la tension de l'optique d'entrée (tension PK-G1) sur le taux et sur la forme de la distribution temporelle des post impulsions de type II, une embase a été réalisée avec deux alimentations séparées, une pour l'optique d'entrée et une pour le multiplicateur. Le but de l'expérience est de comparer les quantités de post impulsions en fonction de la tension PK-G1 tout en gardant le même gain ($\sim 10^7$). La tension du multiplicateur est réajustée à chaque mesure pour avoir le même gain.

Les deux graphes de la Figure A-42 montrent les évolutions de la position des 2 principaux pics de la distribution temporelle et du nombre de post impulsions en fonction de la tension de l'optique d'entrée.

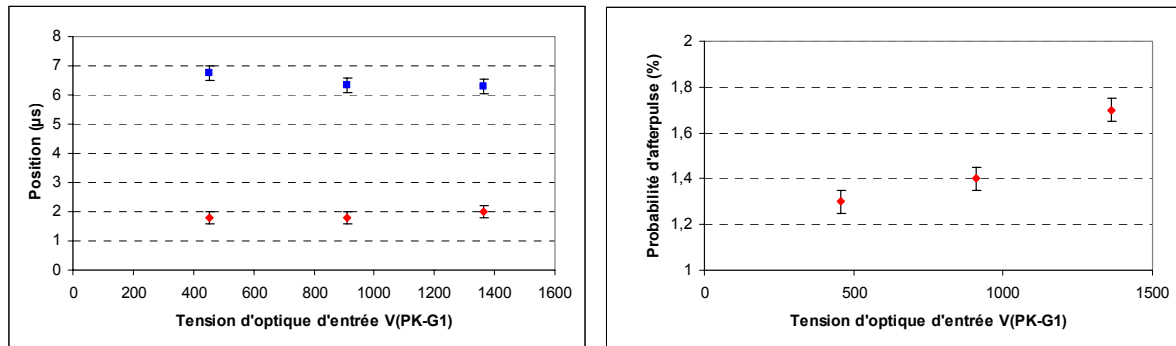


Figure A-42 : Distribution temporelle (graphe de gauche) et probabilité (graphe de droite) des post impulsions pour différentes tensions d'optique d'entrée pour le PM XP1806 n°810 (la tension du multiplicateur est ajustée autour de 1100 V pour grader le gain fixe à 10^7 pe). La deuxième série de points (autour de 6.5 µs) est en fait la moyenne entre les positions des deux pics très proches autour de cette valeur.

La position du premier pic ne varie quasiment pas avec la tension de l'optique d'entrée. Par contre, le retard du deuxième pic de post impulsion diminue quand la tension augmente d'environ 0.5 µs par 1000 V. La quantité de post impulsions augmente avec la tension.

Un des objectifs de cette expérience est aussi de comparer la probabilité et la position en temps des pics des post impulsions en fonction de la tension du multiplicateur (G1-A) (et donc le gain) tout en gardant la tension de l'optique d'entrée constante. Les deux graphes de la Figure A-43 montrent les évolutions de la position des 2 principaux pics de la distribution temporelle et du nombre de post impulsions en fonction du gain du PM.

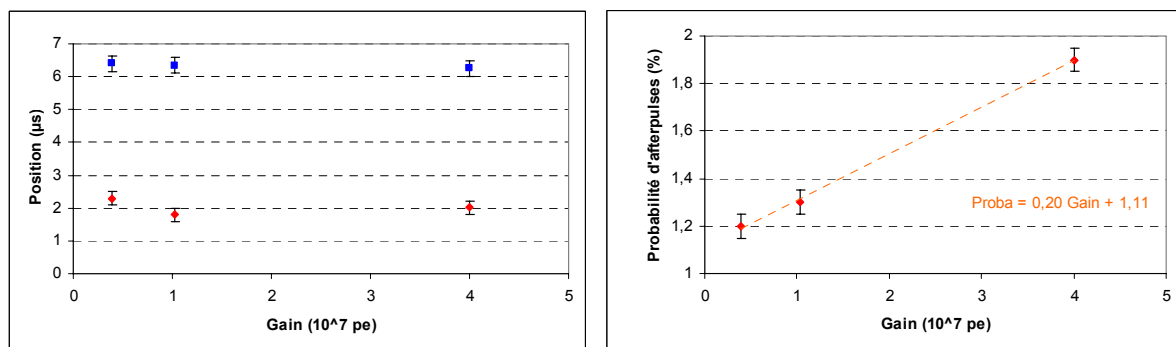


Figure A-43 : Distribution temporelle (graphe de gauche) et probabilité (graphe de droite) des post impulsions pour différents gains pour le PM XP1806 n°810. La tension de l'optique d'entrée est maintenue fixe à 909 V.

La position des 2 pics principaux ne varie pas en fonction du gain quand la tension d'optique d'entrée est fixe. Ceci tendrait à montrer que l'influence principale sur les retards des post impulsions est la tension de l'optique d'entrée. La probabilité de post impulsions augmente avec la tension du multiplicateur. En calculant les ordres de grandeur, on trouve que cette augmentation est tout à fait compatible avec celle du nombre d'électrons secondaires entre D1 et D2.

A-4.5.1.5 Relation entre post impulsion et rapport P/V

La Figure A-44 montre le relation entre la probabilité de post impulsions de type II et le rapport P/V. Plus le P/V est grand, plus la quantité de post impulsions de type II est importante. Ceci peut s'expliquer par le fait que le P/V dépend du gain de la première dynode et est donc relié au nombre d'électrons secondaires émis par celle-ci. Ce résultat comme le précédent (augmentation du taux de post impulsions avec le gain) montre que la principale contribution des post impulsions proviendrait de l'ionisation des gaz résiduels de la zone autour de D1 par les électrons secondaires.

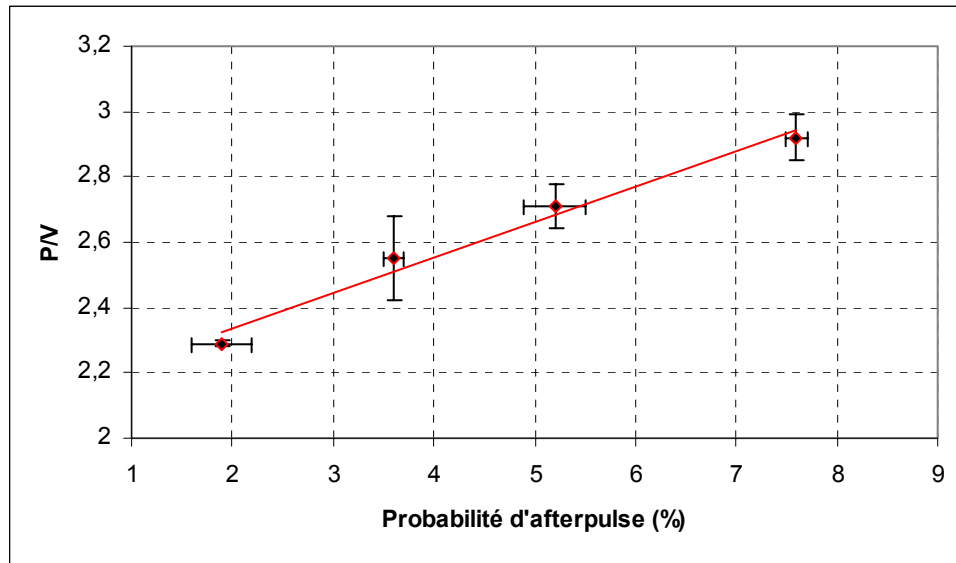


Figure A-44 : Corrélation entre la probabilité de post impulsions et le P/V. Mesures faites sur les 4 PM de type XP1806 (n°810, 816, 869 et 873) réglés au même gain autour de 10^7 .

A-4.5.1.6 Effet de la température

Plusieurs mesures de post impulsions ont été faites à différentes températures (-20° , 20° et 40°). Aucun changement notable sur la distribution temporelle ou sur la quantité de post impulsions n'a été trouvé.

A-4.5.1.7 Remarque

En analysant les traces acquises avec l'oscilloscope déclenché par la LED, plusieurs impulsions très retardées sans présence du pic primaire à 1 pe ont été trouvées. La Figure A-45 montre la distribution temporelle de ces événements. La distribution des temps d'arrivée suit approximativement la même forme que celles des post impulsions étudiées dans le paragraphe précédent avec la présence de 3 pics caractérisés par des retards de 1.7, 5.0 et 6.5 μ s. La probabilité de ces impulsions retardées est très faible de l'ordre de quelques dixièmes de pourcent (environ un facteur 10 en dessous de ceux créés avec présence du électron unique primaire). Le fait d'avoir la même distribution temporelle prouve que ce sont les mêmes phénomènes avec les mêmes ions secondaires qui sont responsables des post impulsions. Ces impulsions retardées sans la présence du pic principal peuvent s'expliquer par la non collection par la première dynode des deux électrons après ionisation.

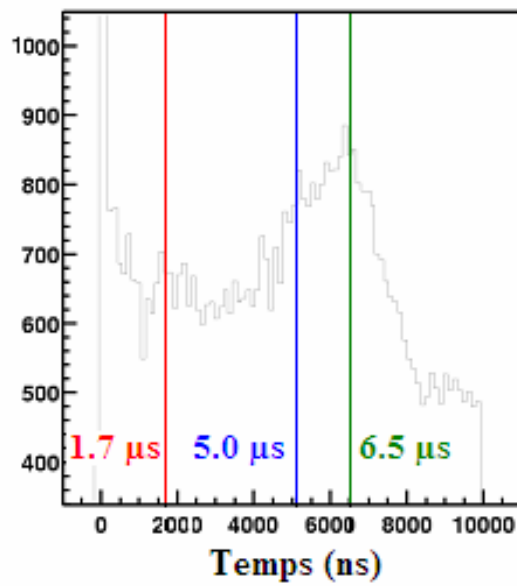


Figure A-45 : Distribution temporelle des impulsions secondaires très retardées sans la présence du pic primaire à 1 pe. Les mesures ont été faites sur le PM XP1806 n°881 à un gain de $2 \cdot 10^6$.

A-4.5.2 Autres types de post impulsions

La Figure A-46 montrent la distribution en temps de toutes les impulsions arrivant dans une fenêtre de 100 ns autour du pic principal pour le PM XP1806 n° 816 avec un gain de $2 \cdot 10^7$. Les mesures ont été faites avec un TDC.

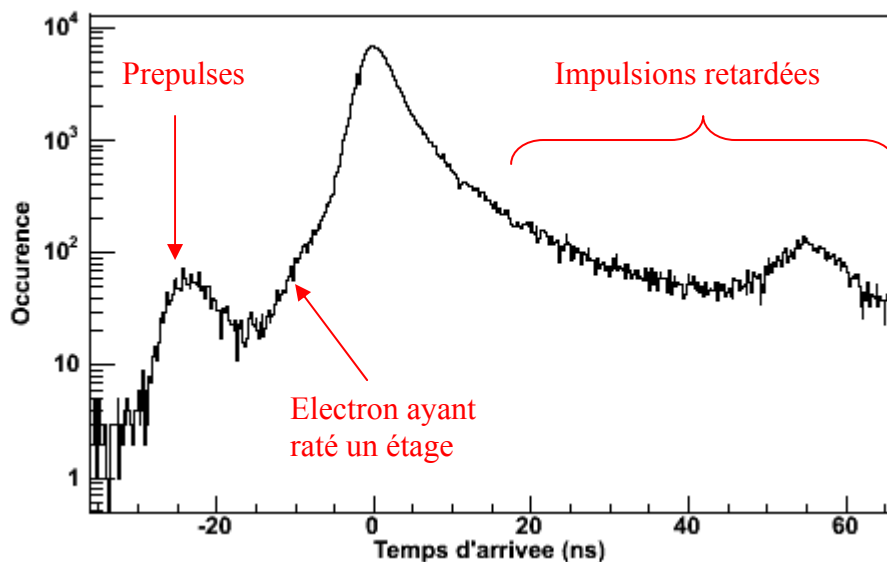


Figure A-46 : Distribution de la différence de temps entre l'horloge de la LED et le signal du PM au dessus d'un seuil de 0.05 pe. Les mesures ont été faites sur le PM XP1806 n°816 avec un gain de 10^7 .

La distribution temporelle présente plusieurs pics : le pic principal correspondant à l'impulsion lumineuse de la LED (centré à zéro), un pic avec un retard d'environ 55 ns et un pic avec une avance d'environ 24 ns. Les événements de ce dernier pic sont appelés « prepulses ». L'avance des « prepulses » correspond à la différence de temps de vol de l'électron entre la photocathode et la première dynode moins celui d'un photon. Ce résultat confirme l'origine de ces impulsions, qui est l'émission photoélectrique par la première dynode. La Figure A-47 représente la charge de toutes les impulsions des traces en fonction de leurs temps d'arrivée. La charge des « prepulses » est extrêmement petite de l'ordre de 0.07 pe. Ce manque de charge correspond au rapport d'amplification de la première dynode.

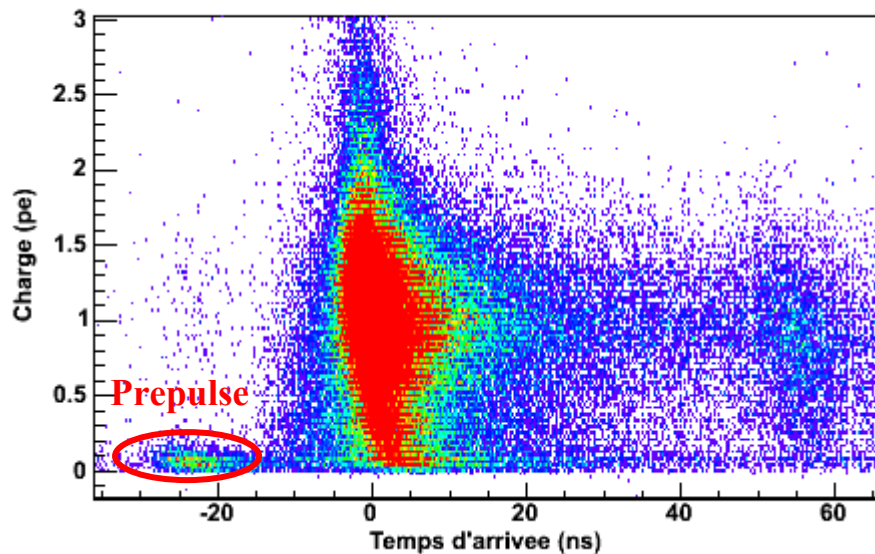


Figure A-47 : Histogramme à 2 dimensions de la charge en fonction du temps d'arrivée des impulsions principales. Les mesures ont été faites sur le PM XP1806 n°816 à un gain de 10^7 .

En comparant la charge d'un photoélectron avec celle des « prepulses », on détermine le gain de première dynode. Il est de l'ordre de 15 pour le XP1806 n°816. Ce qui veut dire qu'en moyenne 15 électrons secondaires sont créés pour chaque électron primaire. La probabilité des « prepulses » est aussi très faible, de l'ordre de 0,6 %.

Lorsqu'on regarde en détail la forme du pic principal, on constate qu'il y a des impulsions en avance de moins d'une dizaine de nano secondes (entre les « prepulses » et le pic principal). Elles sont dues à des électrons qui ratent la première ou la deuxième dynode du multiplicateur [a-13].

La Figure A-46 montre aussi plusieurs impulsions détectées avec un retard de quelques dizaines de nano secondes. Ces impulsions ne sont pas corrélées avec la présence du pic principal. Elles sont généralement appelées « delayed pulses » [a-12][a-13]. La distribution temporelle de ces impulsions est composée d'un pic avec un retard d'environ 55 ns et d'un continuum. Les impulsions retardées du pic proviennent d'un choc élastique des électrons primaires sur la première dynode.

Dans ce choc, l'électron conserve toute son énergie et peut repartir dans l'optique d'entrée quasiment jusqu'à la photocathode avant de revenir vers D1 pour créer une impulsion normale. Le retard correspond à environ 2 fois le temps de transit de l'électron entre la photocathode et la première dynode. Le continuum a pour origine un choc inélastique sur D1. Une partie de l'énergie de l'électron primaire est transférée au milieu ; l'électron repart moins loin dans l'optique d'entrée avant de revenir sur la première dynode. L'amplitude de ces impulsions retardées est aussi celle d'un photoélectron unique (Figure A-47).

La mesure des « afterpulses de type I » (post impulsions avec la présence du pic principal) ne peut se faire directement avec le TDC. On utilise un oscilloscope déclenché par l'horloge de la LED. La distribution en temps de ces post impulsions a la même forme que celle des impulsions retardées. L'origine de ces post impulsions est le choc élastique ou inélastique d'un électron secondaire émis par D1. A cause de la décroissance de la LED sur quelques dizaines de nano secondes, il est impossible de quantifier le nombre de ces post impulsions ou de ces impulsions retardées. Dans le futur, on utilisera une diode LASER dont les premiers tests ont montré qu'elle n'avait pas de décroissance.

A-4.6 Linéarité

La Figure A-48 montre la courbe de linéarité en charge en fonction du courant moyen d'anode pour le PM XP1806 n°816 à un gain de 10^7 avec une embase « 20 Vs ». On constate une très bonne linéarité, inférieure à 2 % jusqu'à un courant d'environ 90 mA.

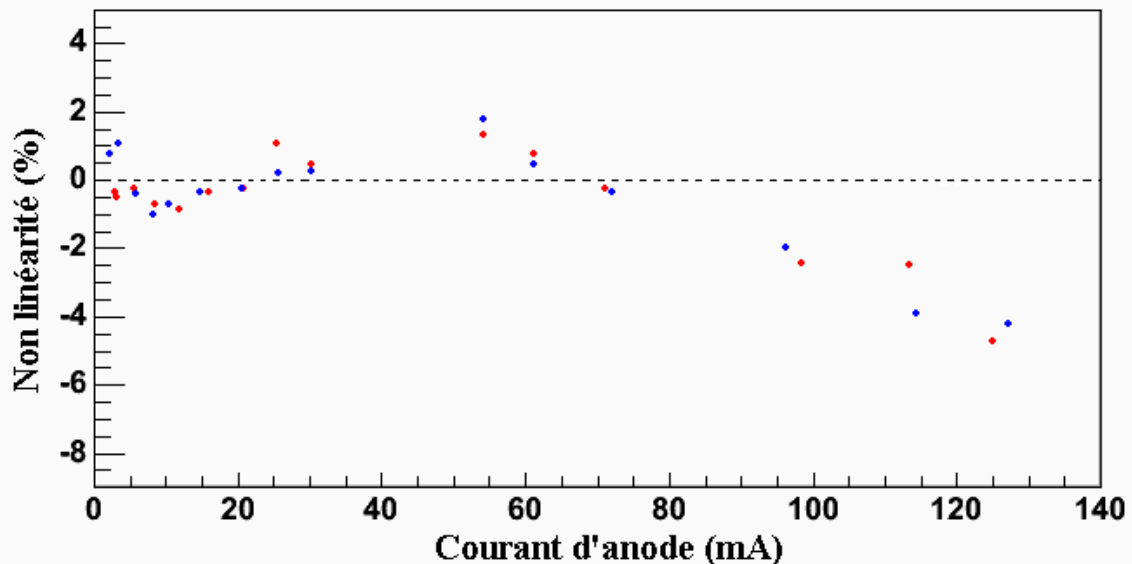


Figure A-48 : Deux courbes de linéarité en charge en fonction du courant moyen d'anode pour le PM XP1806 n°816 à un gain de 10^7 avec une embase « 20 Vs » (mesures faites à l'INFN de Turin [a-53]).

A-4.7 Synthèse des caractéristiques du photomultiplicateur de type XP1806

Les principales caractéristiques que nous avons mesurées sur le PM de 8 pouces de type XP1806 sont :

- Gain nominal de 10^7 pour une tension autour de 1650 V (embase « 10 Vs »)
- Rapport P/V d'environ 2.5
- Courant d'obscurité d'environ 4.5 kcps (à température ambiante). A -10 °C avec du verre très bas bruit le courant d'obscurité est de moins de 200 coups par seconde
- Réponse temporelle : temps de montée moyen d'environ 3.5 ns et dispersion de temps de transit d'environ 2.8 ns en largeur à mi hauteur.
- Taux de « post impulsions de type II » autour de 4.6 % avec un retard moyen compris entre 5 et 8 μ s.
- Taux de « prepulse » de l'ordre de 0.6 %.
- Non linéarité inférieure à 2 % jusqu'à un courant supérieur à 90 mA (mesure par l'équipe de l'INFN de Turin [a-53]).

La principale faiblesse pour ce tube est le niveau de post impulsions élevé. Pour améliorer ce tube, la société Photonis a décidé de travailler sur plusieurs domaines: sur la géométrie de l'optique d'entrée pour la rendre transparente aux électrons mais pas aux ions, sur la photocathode pour la rendre moins sensible aux ions [a-68]. Un programme pour améliorer la photocathode a aussi été mis en place pour avoir un rendement quantique supérieur à 30 % (voir partie A-6).

A-5 Caractérisation du photomultiplicateur de 9 pouces de type XP1805

Le photomultiplicateur Photonis XP1805 [a-69], choisi par la Collaboration de l'Observatoire Pierre Auger est un PM de 9 pouces de diamètre (230 mm). Ce PM a été créé à partir du XP1802 [a-70] fabriqué pour l'expérience Borexino (détecteur de neutrino solaire). L'enveloppe du PM, fabriquée en verre borosilicate (de type « Pyrex ») a une forme hémisphérique. La photocathode de type bi alcaline (Sb-K-Cs) est bien adaptée à la détection de lumière Cerenkov dans l'eau. Le maximum d'efficacité quantique (Figure A-49) est d'environ 25 % pour une longueur d'onde de 420 nm (bleu). Le diamètre effectif de la photocathode est d'environ 210 mm. L'efficacité de collection entre la photocathode et la première dynode est d'environ 70 %.

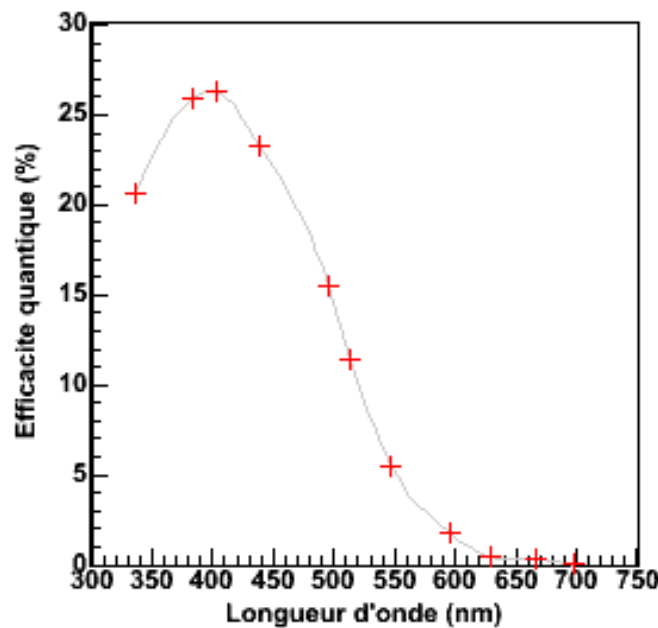


Figure A-49 : Réponse spectrale moyenne du XP1805.

La principale modification à partir du XP1802 est la réduction du nombre d'étages, de 11 à 8 dynodes, pour assurer un gain d'utilisation faible ($\sim 2 \cdot 10^5$) et une bonne linéarité sur une grande gamme dynamique. Toute la structure du multiplicateur (Figure A-50) est de forme « linéaire focalisée » sauf la première dynode (D1) qui est en forme de « feuille ». La forme de D1 assure une très bonne uniformité (isochronisme) et une bonne collection dans l'optique d'entrée.

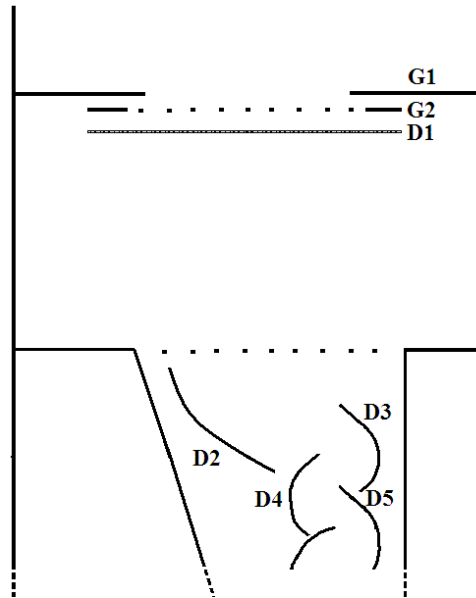


Figure A-50 : Schéma simplifié des premiers étages du multiplicateur du PM de type XP1805.

Pour toutes les mesures présentées ci-dessous, le PM XP1805 est alimenté par une embase purement résistive de type A avec une polarité négative (anode est à la masse). Cette répartition ou la tension est la même entre tous les étages du multiplicateur après la deuxième dynode permet d'obtenir un gain maximal (Figure A-50). Des résistances d'amortissement de 50 Ω sont placées sur les trois derniers étages pour réduire les oscillations en sortie du PM (« ringing »).

K	G1	D1	G2	D2	D3	D4	D5	D6	D7	D8	A
10	0.2	1	3	1	1	1	1	1	1	1	(Total : 21.2 Vs)

Figure A-51 : Schéma de répartition de tension de type A du XP1805.

A-5.1 Mesure des principales caractéristiques du XP1805

Plusieurs paramètres clefs relatifs aux spécifications du PM XP1805 ont été caractérisés comme la réponse en électron unique (gain, P/V...), le bruit de fond, les post impulsions entre 100 ns et 16 μ s (AF II) et la linéarité. Les résultats obtenus sur le XP1805 seront comparés avec ceux d'un PM à multiplicateur standard de dimension équivalente (XP1806).

A-5.1.1 Réponse en électron unique

La Figure A-52 montre une trace moyenne d'un photoélectron unique pour le XP1805 n°5372 pour une tension de 1700 V (gain d'environ $3 \cdot 10^6$). Les caractéristiques moyennes d'un électron pour cette tension sont : un temps de montée d'environ 2.1 ns, un temps de descente d'environ 13 ns, une durée à mi hauteur d'environ 5.2 ns et d'une amplitude d'environ 5.1 mV.

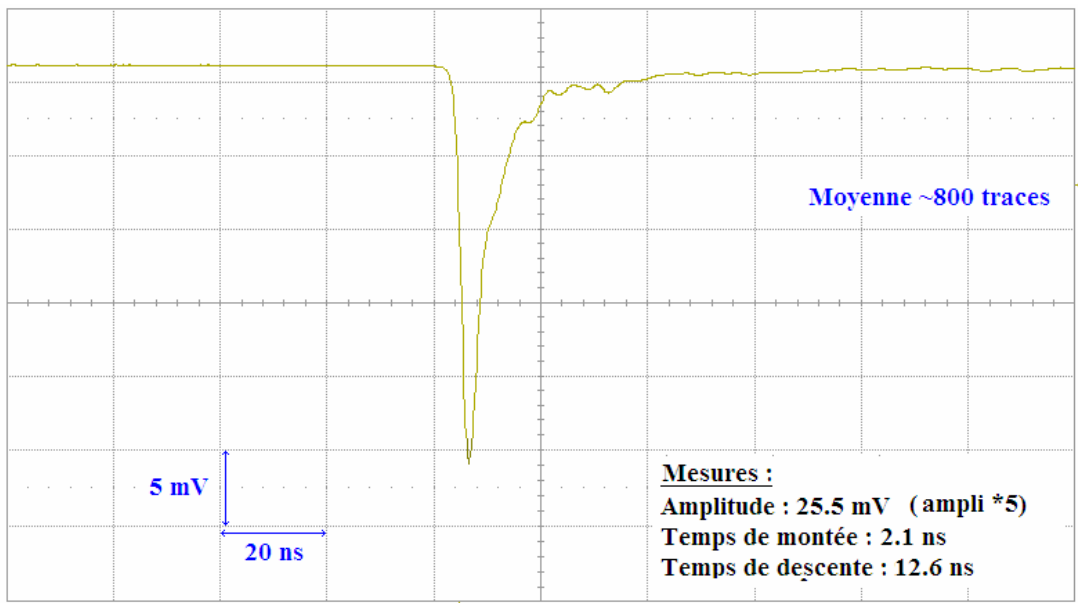


Figure A-52 : Réponse en photoélectron unique (trace moyenne sur ~800 traces) du PM XP1805 n° 5372 pour une tension de 1700V. Le signal a été amplifié (gain de 5).

Des mesures de gain et de P/V ont été effectuées pour plusieurs valeurs de tensions d'alimentation. Les mesures de gain ont été faites en analysant la réponse en électron unique à des gains relativement élevés pour ce PM afin d'obtenir un signal bien adapté à la chaîne de mesure (en moyenne 150 mV). Deux exemples de spectre en charge, acquis en mode auto déclenché sur le bruit de fond pour deux tensions différentes, sont donnés en Figure A-53. Le graphe de gauche a été obtenu pour un gain de 10^6 et celui de droite pour un gain de $2 \cdot 10^6$.

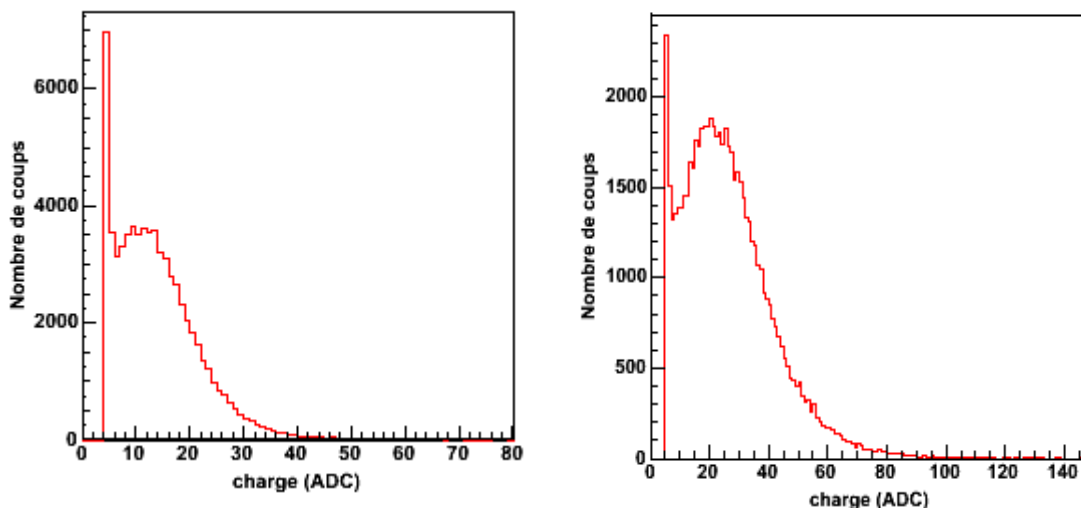


Figure A-53 : Histogrammes en charge pour le PM XP1805 n° 5368 pour une tension de 1440 V (gauche) et 1660V (droite). 1 canal correspond à 0,25 pC. Le piédestal a été soustrait.

La Figure A-54 représente 3 courbes typiques de l'évolution du gain en fonction de la tension pour trois PM de type XP1805. Le coefficient moyen de la loi de puissance reliant le gain à la haute tension (Équation A-1) est de l'ordre de 5,86, ce qui donne un coefficient d'émission secondaire moyen α de 0,73 par dynode (8 étages dans le multiplicateur).

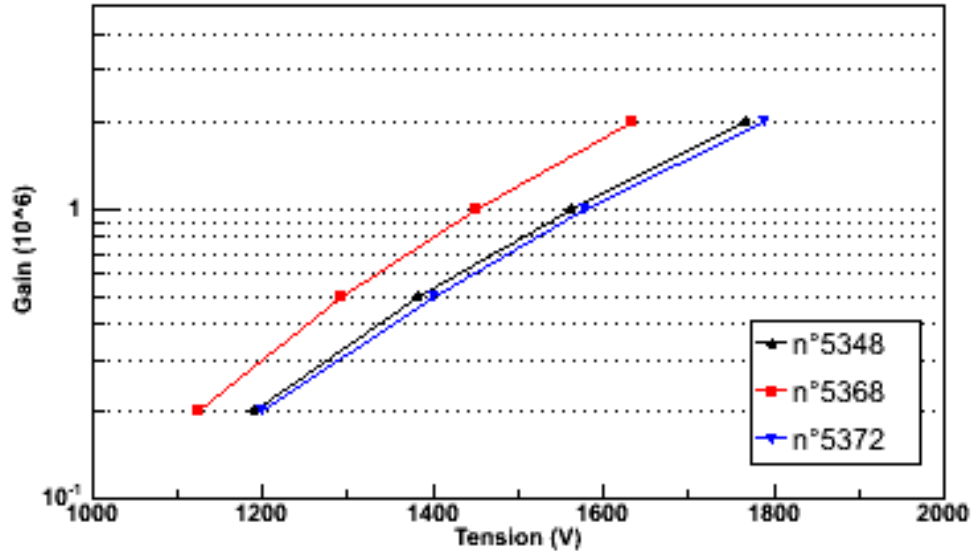


Figure A-54 : Gain du PM en fonction de la tension d'alimentation pour 3 PM de type XP1805.

La résolution (rapport P/V) est mesurée en analysant les spectres en charge acquis avec un ADC et un discriminateur en mode auto déclenché sur le bruit de fond. Le P/V moyen pour un gain de $2 \cdot 10^6$ est d'environ 1,5 et augmente régulièrement avec la haute tension. Plus la haute tension est grande, meilleure est la résolution. Les valeurs de P/V pour 8 XP1805 testés sont reportées dans le Tableau A-4.

XP1805	P/V ($2 \cdot 10^6$)	P/V ($2.7 \cdot 10^6$)
4751	1,55	1,63
4753	1,48	1,53
4754	1,5	1,52
5311	1,39	1,47
5348	1,63	1,7
5368	1,39	1,52
5371	1,74	1,84
5372	1,53	1,56

Tableau A-4 : Rapport P/V pour différents PM de type XP1805 pour 2 gains $2 \cdot 10^6$ et $2.7 \cdot 10^6$.

En comparaison avec un PM avec un multiplicateur standard, le XP1805 a une résolution (P/V) beaucoup plus faible. Ceci peut s'expliquer par la forme de la première dynode en forme de « feuille » qui permet d'avoir une bonne uniformité de collection mais présente un gain de dynode faible.

A-5.1.2 Courant d'obscurité

Le bruit de fond est mesuré avec une échelle de comptage. Le tube est stabilisé une nuit à une température de 15 °C. Les mesures sont faites avec un seuil en amplitude fixé à 0,3 pe. Le courant d'obscurité moyen pour le PM de type XP1805 à un gain de $2 \cdot 10^6$ est en moyenne de 1.2 kcps.

XP1805 n°	841	5348	5368	5371	5372
Courant d'obscurité (kpcs)	1.5	0.9	0.9	1.0	1.4

Tableau A-5 : Courant d'obscurité pour 5 PM de type X1805 mesuré à un seuil de 0.3 pe et à une température de 15°. Les PM ont le même gain ($\sim 2 \cdot 10^6$).

La Figure A-55 montre l'évolution du courant d'obscurité en fonction de la température pour le PM XP1805 sn 841 pour un gain de $2 \cdot 10^5$.

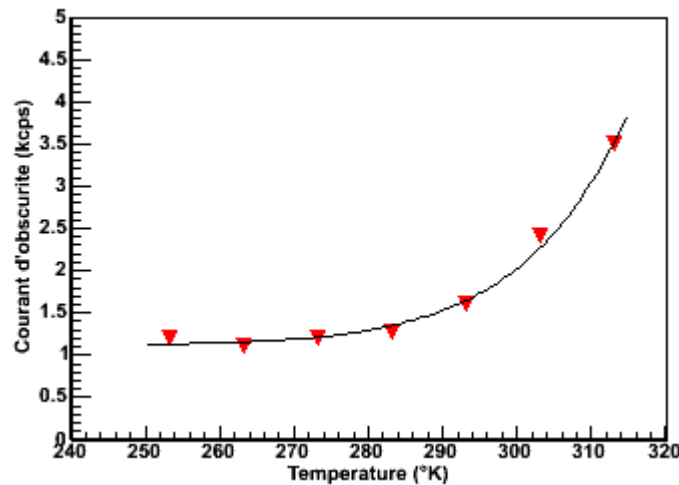


Figure A-55 : Evolution du bruit de fond en fonction de la température pour le PM XP1805 n° 841 avec un seuil de 0,3 pe.

Le bruit de fond est stable jusqu'à environ 10 °C puis augmente rapidement avec la température (composante thermo électronique). Le « talon » de bruit de fond est de 1,2 kHz. En comparant la masse de verre du XP1805 avec celle du XP1806, on trouve que ces deux mesures sont bon accord. L'énergie d'activation de la photocathode est d'environ 0,6 eV (loi de Richardson sur la composante thermoélectronique). L'énergie d'activation trouvée pour le XP1805 est plus faible que celle du XP1806 (environ 1.0 eV). Cet écart peut être dû à des différences de deux processus de dépôt de photocathode.

A-5.1.3 Post impulsions de type II

Les post impulsions de type II ont été mesurées avec une LED réglée pour obtenir 10 photoélectrons dans le PM afin d'améliorer le rapport signal sur bruit et de réaliser une étude fine de la distribution en temps et en amplitude des post-impulsions. Les mesures ont été faites avec un gain élevé ($3 \cdot 10^6$) pour faciliter la détection des post impulsions et le réglage du seuil. Les trois graphes de la Figure A-56 montrent les distributions en temps des pics secondaires (post impulsion + bruit) pour les 3 PM de type XP1805 et un seuil en amplitude de 0,3 pe.

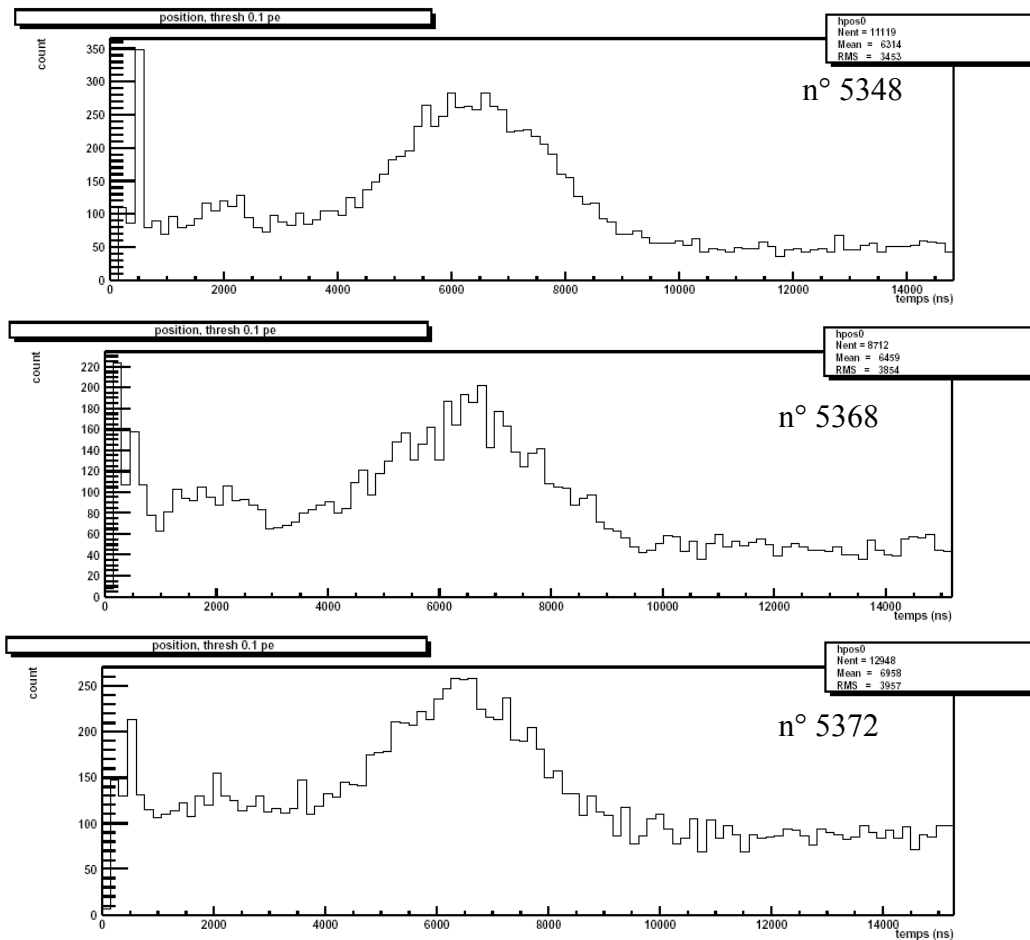


Figure A-56 : Distributions temporelles des post impulsions de type II pour 3 PM de type XP1805 (n° 5348, n° 5368 et n° 5371). Le seuil en amplitude est réglé à 0.3 pe.

Pour les 3 PM de type XP1805 testés, on trouve la même forme pour la distribution temporelle des post impulsions avec 2 pics principaux à environ 2 μ s et 6,5 μ s. L'intensité relative de chaque pic ne varie quasiment pas entre les 3 PM. Le deuxième pic (autour de 6.5 μ s) est très étalé. Il est possible qu'il soit composé de 2 pics (ou plus) très proches comme pour le XP1806.

La Figure A-57 montre la distribution d'amplitude de chaque pic d' AF II. En moyenne, cette amplitude est celle du photoélectron unique. Mais le premier pic, vers 2 μ s a une distribution plus étalée et plus grande que le photoélectron unique.

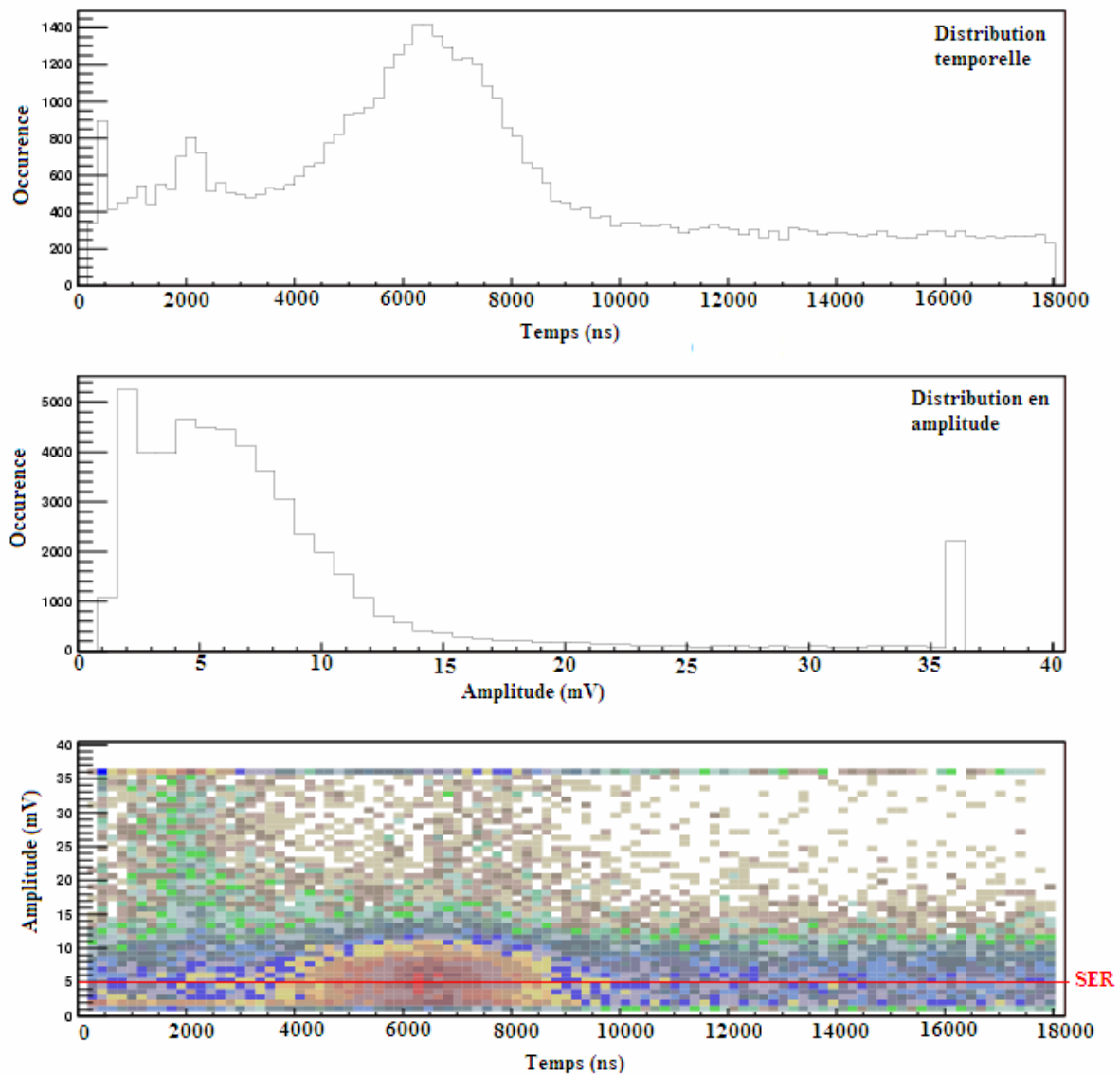


Figure A-57 : Caractérisations des post impulsions de type II pour le PM XP1805 n° 5348 : distribution temporelle (haut), en amplitude (milieu) et histogrammes temps/amplitude (bas). La saturation vers 36 mV observée est celle de l'oscilloscope numérique. L'amplitude du photoélectron unique est d'environ 6 mV.

La probabilité moyenne d' AF II pour ce type de PM est extrêmement basse. Elle est d'environ 0,2 %. La majeure partie de ces post impulsions est concentrée entre 4 et 8 μ s. Dans le Tableau A-6, sont résumées les principales caractéristiques des AF II pour les 4 PM de type XP1805.

XP1805	Gain ($\cdot 10^7$ pe)	Position (μ s)		Probabilité (%)
sn 5348	$\sim 0,3$	$2,0 \pm 0,2$	$6,7 \pm 0,2$	0,24
sn 5368	$\sim 0,3$	$2,4 \pm 0,2$	$6,5 \pm 0,2$	0,13
sn 5371	$\sim 0,3$	$2,1 \pm 0,2$	$6,3 \pm 0,2$	0,16
sn 5372	$\sim 0,3$	$1,7 \pm 0,2$	$6,4 \pm 0,2$	0,23

Tableau A-6 : Caractéristiques des post impulsions pour 4 PM de type XP1805.

Les deux graphes de la Figure A-58 montrent la comparaison de la position des pics et de la probabilité des post impulsions de type II pour les deux types de PM : le XP1806 avec un multiplicateur standard et le XP1805 (avec une première dynode en forme de « feuille »)

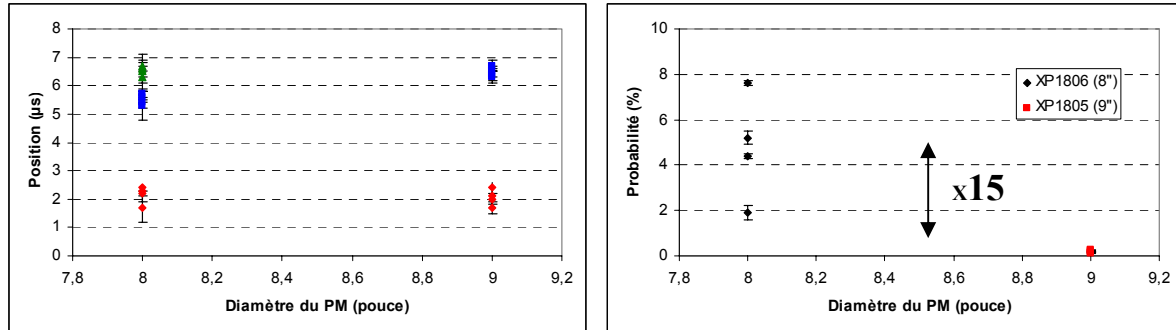


Figure A-58 : Comparaison des caractéristiques des post impulsions de type II (gauche : position des principaux pics en temps, droite : probabilité) pour 4 PM de type XP1806 (8 pouces) avec un multiplicateur standard et 4 PM de type XP1805 (9 pouces) avec un multiplicateur de type Auger.

Les positions des principaux pics des post impulsions mesurées dans le cas du XP1805 sont en accord avec celles trouvées pour le XP1806 (8") avec un multiplicateur standard. Ceci semble indiquer que les mêmes ions sont mis en jeu dans la formation des post impulsions dans les deux PM. Le type du multiplicateur ne semble pas être un paramètre important pour la position des AF II. En comparaison avec un PM avec un multiplicateur standard de dimension et de forme équivalente, la probabilité de ces post impulsions est beaucoup plus basse, d'environ un facteur 15. Le type du multiplicateur et en particulier la forme de la première dynode est un facteur très important pour la probabilité. La Figure A-59 montre que contrairement au PM de type XP1806, il n'y a pas pour le PM de type XP1805 de corrélation évidente entre la probabilité des post impulsions et le P/V.

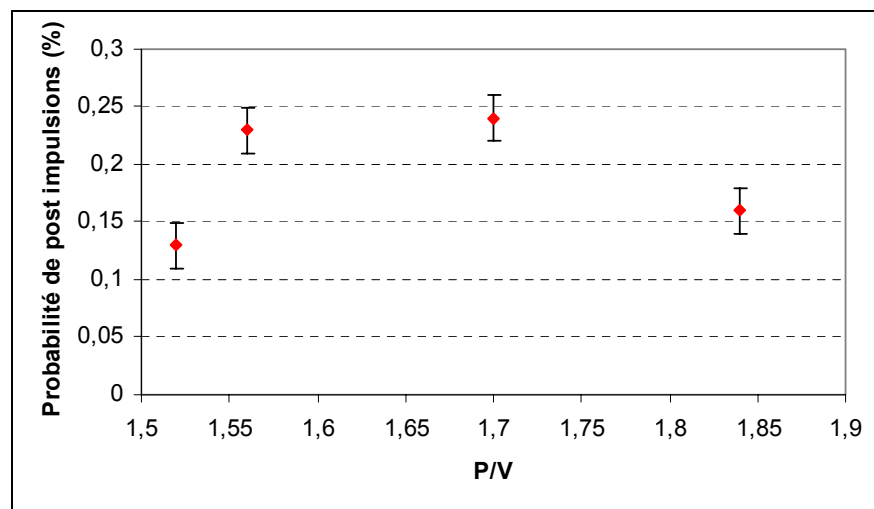


Figure A-59 : Corrélation entre la probabilité de post impulsions et le P/V pour 4 PM de type XP1805 (n° 5348, n° 5368, n° 5371 et n° 5372). Le P/V (toute photocathode éclairée) et les post impulsions ont été mesurés au même gain ($3 \cdot 10^6$).

Qualitativement, on peut attribuer le faible de taux de post impulsions du XP1805 à la structure en feuille de la première dynode. Cette forme de la première dynode empêche les ions créés entre D1 et D2 (et au-delà) de remonter vers la photocathode. Seuls les ions créés entre les deux premières feuilles de D1 peuvent remonter. La probabilité qu'un électron ionise un atome est très faible entre les deux feuilles, car d'une part le chemin parcouru par les électrons secondaires est très faible (environ quelques millimètres) et d'autre part en raison de la faible énergie de ces électrons (ionisation uniquement sur la fin du parcours des électrons).

A-5.1.4 Linéarité

Pour la mesure de linéarité, l'embase du PM et en particulier la répartition de tension dans le multiplicateur a un rôle très important. Dans l'expérience Auger, le PM est alimenté par une embase [a-71] purement résistive de type B avec une polarité positive (la photocathode à la masse). Cette répartition a été optimisée pour améliorer la linéarité du PM. Pour avoir une grande gamme dynamique deux sorties sont prises sur le PM : une sur l'anode et une sur la dernière dynode. La sortie anode sert à mesurer les signaux élevés. La dernière dynode est équipée d'un amplificateur (gain environ 40) et sert à mesurer les petits signaux. Il faut remarquer que compte tenu de la réponse de la dynode (coefficient d'émission secondaire d'environ 0.75), le gain effectif entre les deux sorties est d'environ 32.

La linéarité de l'anode du PM est mesurée en utilisant le dispositif de « LED Flasher » [a-72] conçu par une équipe du MEPHI (Moscou, Russie) pour l'expérience Pierre Auger. Le dispositif LED flasher est constitué d'une paire de LED (Light Emitting Diode) avec leurs systèmes de commande. Les LED, L-7113NBC, émettent essentiellement à une longueur d'onde de 445 nm et ont une ouverture angulaire de 16°. La précision du réglage des signaux de LED est meilleure que 10 %. Le système « LED flasher » génère des impulsions très étroites (largeur du signal d'environ 6 ns) de 1 à 10⁸ photoélectrons, ce qui permet d'étudier la réponse des PM sur toute la gamme dynamique. La dispersion du signal des LED est fonction de l'intensité : plus l'intensité est faible, plus la dispersion est grande. Les LED sont commandées par un circuit électronique permettant de régler leur intensité de manière indépendante avec une commande qui varie de 0 à 10 V et génèrent un signal positif de 4 V d'amplitude utilisé pour le déclenchement. Les LED sont alimentées par un générateur FI 6303DS, en +12 V et +3.3 V. Un programme permet de régler l'intensité et la fréquence du signal des LED. Le taux de déclenchement peut atteindre ~1 KHz.

Dans le domaine de linéarité, l'intensité résultant de l'allumage simultané des 2 diodes doit être égale à la somme des intensités de chacune des diodes allumées séparément. La non-linéarité NL est calculée avec la formule suivante :

$$NL(\%) = 100 \frac{(Q_{A+B} - Q_A - Q_B)}{Q_{A+B}}$$

où Q_A , Q_B et Q_{A+B} sont respectivement la charge de la LED A, de la LED B et des 2 LED simultanées A+B). Un programme permet de faire l'allumage des LED en séquence A / B / A+B (LED A puis LED B puis LED A et B simultanément) pour différentes amplitudes de LED. 6000 traces sont enregistrées sur un oscilloscope TDS500D avec une fréquence d'échantillonnage de 2 GHz (2000 pour chaque LED) de manière à obtenir une statistique suffisante.

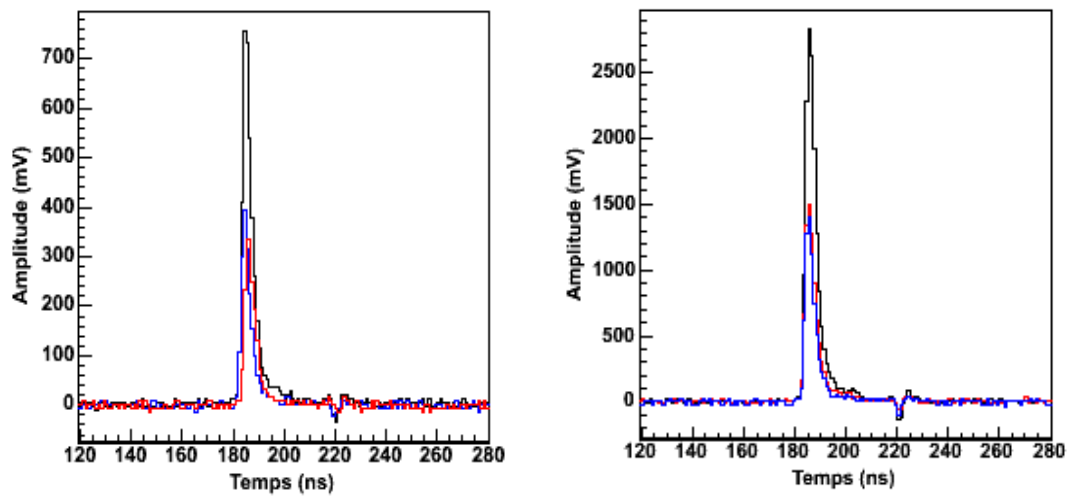


Figure A-60 : Exemple de signaux inversés des LED A (rouge), B (bleu) et A+B (noir).

Pour chaque trace (Figure A-60), l'analyse consiste à soustraire la ligne de base, à supprimer les signaux saturés ou écrêtés par l'oscilloscope, à rechercher le maximum du signal et à calculer son intégrale sur une fenêtre d'une centaine de nano secondes autour de ce maximum. La linéarité est ensuite tracée en fonction du courant moyen de l'anode pour A+B. Ce courant est obtenu en prenant le maximum de l'amplitude du signal d'anode moyennée sur toutes les traces avec les LED A+B.

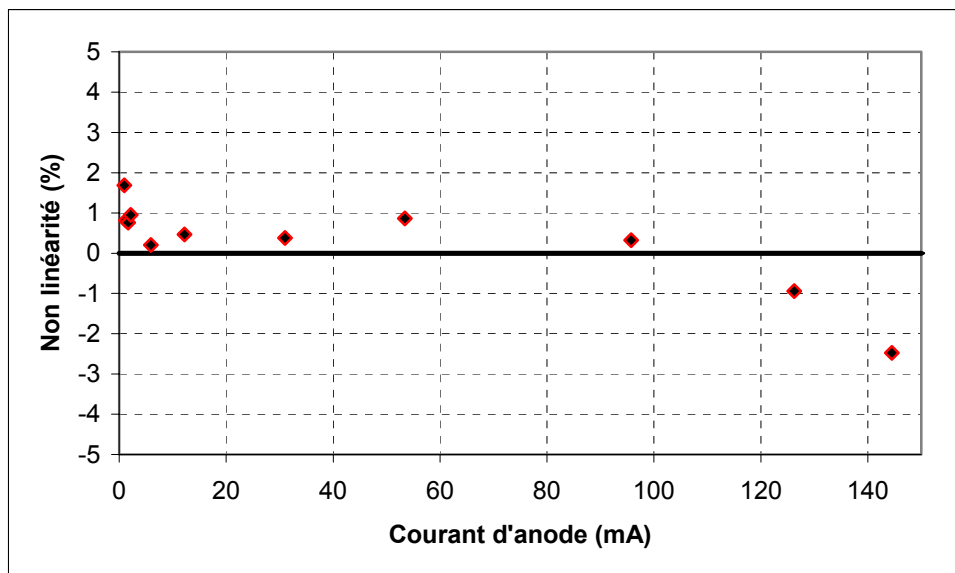


Figure A-61 : Linéarité en charge pour le PM XP1805 n° 885 pour un gain de $2 \cdot 10^5$.

Le cahier des charges de l'expérience Auger stipule que la linéarité doit être inférieure à 5 % jusqu'à un courant d'anode de 50 mA pour le gain nominal. La Figure A-61 montre un exemple de courbe de linéarité (en charge) en fonction du courant moyen d'anode pour le PM XP1805 n° 885 avec un gain de $2 \cdot 10^5$. On constate une très bonne linéarité en charge, inférieure à 2 %, jusqu'à un courant d'environ 60 mA. La mesure de linéarité devient moins bonne pour les faibles courants à cause de la faible amplitude des signaux (erreur de mesure sur l'oscilloscope) et de la grande dispersion des LED. L'erreur statistique sur la mesure de la charge est inférieure à 10 % (erreur de mesure sur la moyenne du sommet de l'histogramme de linéarité). Au-delà de 70 mA, la linéarité commence à chuter en raison de la saturation de l'anode. Entre 30 et 70 mA, on observe un phénomène de sur-linéarité (augmentation).

Lors des différents tests de vérification de la linéarité effectués par la collaboration Auger [a-73], la principale cause de rejet des PM est due à la sur linéarité dépassant les 5 %. Pour réduire ce phénomène, un changement mécanique a été apporté à l'antépénultième dynode. Ceci permet de rétablir une bonne collection des électrons secondaires sur la pénultième dynode. Le travail de recherche et développement s'est fait en collaboration entre la Société Photonis et l'équipe Auger de l'INFN de Turin. Après l'amélioration du design, l'excès de sur-linéarité a été réduit. Pratiquement aucun PM avec ce nouveau design n'est rejeté par la collaboration.

A-5.1.5 Influence du champ magnétique terrestre

Les courbes suivantes (Figure A-62) montrent les évolutions du gain relatif et du rapport P/V en fonction de l'orientation. Le zéro correspond à la broche courte orientée vers le Nord.

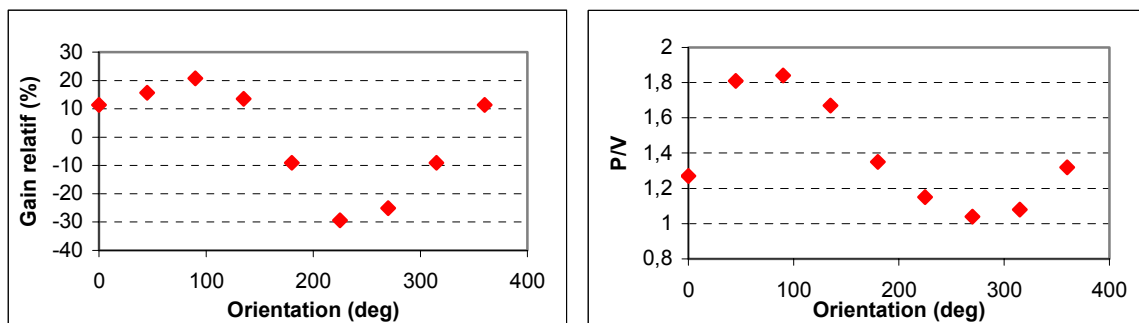


Figure A-62 : Gain et rapport P/V en fonction de l'orientation du PM XP1805 n° 5372. Le zéro correspond à la broche "sp" orientée vers le Nord. Le sens de rotation est celui des aiguilles d'une montre.

La variation relative du gain est d'environ 25 %, ce qui est en bon accord avec les mesures faites dans la collaboration Auger [a-74][a-75]. La sensibilité est plus grande que dans le cas du XP1806 car les tensions à l'intérieur du PM sont plus faibles. La variation du rapport P/V suit la même évolution que le gain. Le champ magnétique modifie les trajectoires des photoélectrons dans le PM et modifie ainsi la collection des photoélectrons dans le PM. La forme de l'optique d'entrée et de la première dynode (symétrie cylindrique) permet de s'affranchir des effets de variation de trajectoire dans l'optique d'entrée en fonction de l'orientation. La meilleure façon de placer le PM XP1805 pour maximiser le gain est d'orienter la broche n°5 vers le Nord quand le PM est positionné verticalement (photocathode vers le bas).

A-5.2 Résultats des tests de 100 photomultiplicateurs de type XP1805 par la Collaboration Auger

Tous les PM de l'Observatoire Pierre Auger [a-76] sont testés avant d'être montés sur les détecteurs du réseau de surface à Malargue. Le banc de test [a-77] permet de caractériser 16 PM en même temps. Pour contrôler la stabilité du banc de test, 4 PM sur les 16 restent en permanence. Les tests pour une série de PM dure environ 4 heures. La source de lumière utilisée est composée de 4 LED placées à une grande distance des PM pour avoir un éclairage uniforme. Tous les paramètres présentés dans la partie précédente sont mesurés : réponse en électron unique, bruit, post impulsions de type AF II et linéarité.

Les 2 graphes suivants (Figure A-63) montrent pour un échantillon de 100 tubes de la production 2005 d'Auger la distribution des valeurs de haute tension pour un gain de $2 \cdot 10^5$ et $2 \cdot 10^6$. Les tensions moyennes sont d'environ 1050 V et 1550 V respectivement pour un gain de $2 \cdot 10^5$ et $2 \cdot 10^6$ avec une dispersion d'environ 100 V. Pour les 100 tubes testés, le coefficient de la pente logarithmique entre le gain et la tension est en moyenne de 5,79 avec un RMS de 0,15.

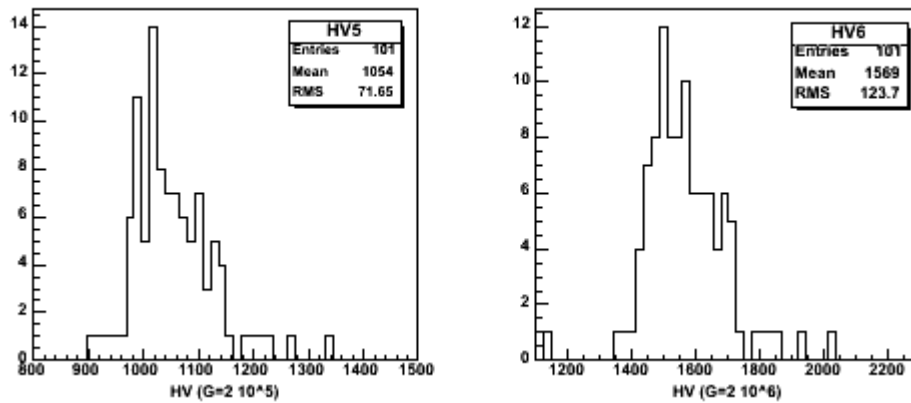


Figure A-63 : Distribution des hautes tensions pour $2 \cdot 10^5$ et $2 \cdot 10^6$ de gain pour 101 PM de la production 2005.

Les deux graphes de la Figure A-64 montrent une courbe typique de la réponse en électron unique et la distribution des P/V pour 100 PM de la production d'Auger. Les mesures ont été faites pour un gain de $2 \cdot 10^6$. Pour être accepté, le PM doit avoir un P/V supérieur à 1,2. La moyenne pour les 100 PM des P/V est de 1,64 avec une dispersion de 0,19.

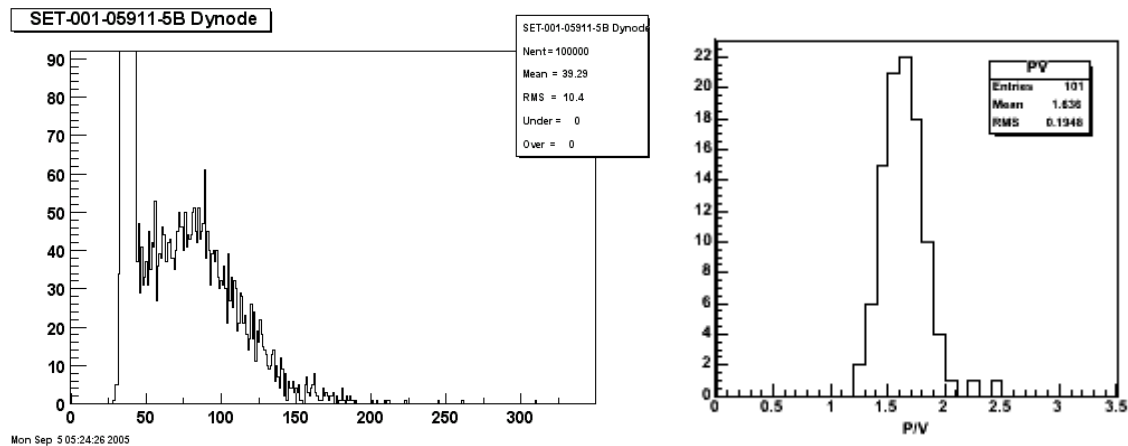


Figure A-64 : Coure typique de SEU - Distribution de P/V pour un gain $2 \cdot 10^6$.

Le premier graphe de la Figure A-65 montre la stabilisation après la mise en route du PM. Le temps moyen de stabilisation est d'environ 2 heures. Les mesures de bruit de fond sont faites après ce temps de stabilisation. La deuxième figure montre la distribution des valeurs de bruit de fond pour un seuil de 0,25 photoélectron et pour un gain de 10^6 . La valeur moyenne est de 2300 cps avec un RMS d'environ 400 cps.

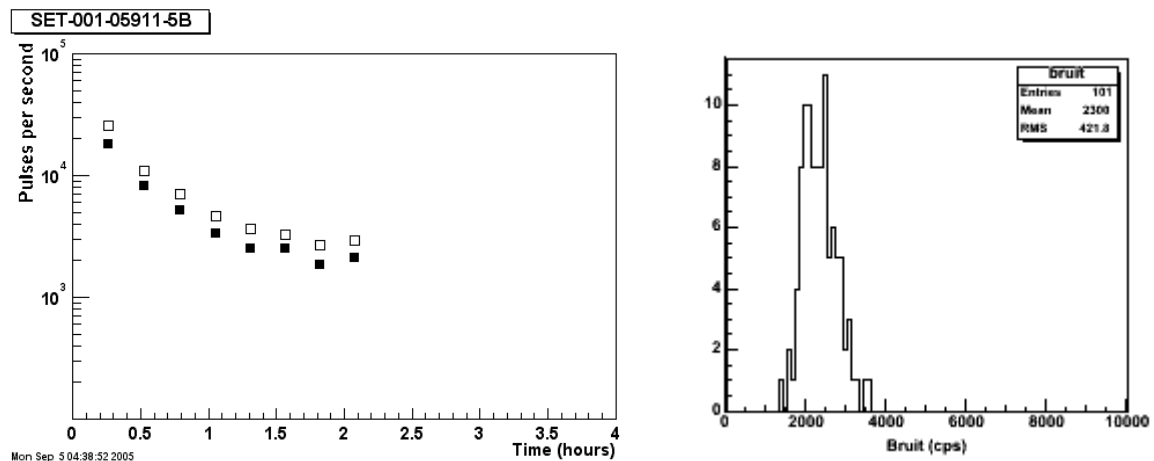


Figure A-65 : A gauche : stabilisation du bruit de fond du PM XP1805 sn 5911 (les carrés blancs et noirs sont des mesures à deux seuils différents) et à droite : distribution du bruit de fond pour les 100 PM pour un seuil de 0.25 pe.

Les 2 graphes suivants (Figure A-66) montrent une distribution typique des AF II et la distribution des probabilités de ces post impulsions mesurée sur 100 PM pour un gain de 10^6 . La fenêtre de sélection des AF II est de 0 à 5 μ s après le pic principal par pas de 500 ns. Le seuil de déclenchement est de 0.25 pe. Comme dans nos mesures, la probabilité mesurée est très faible.

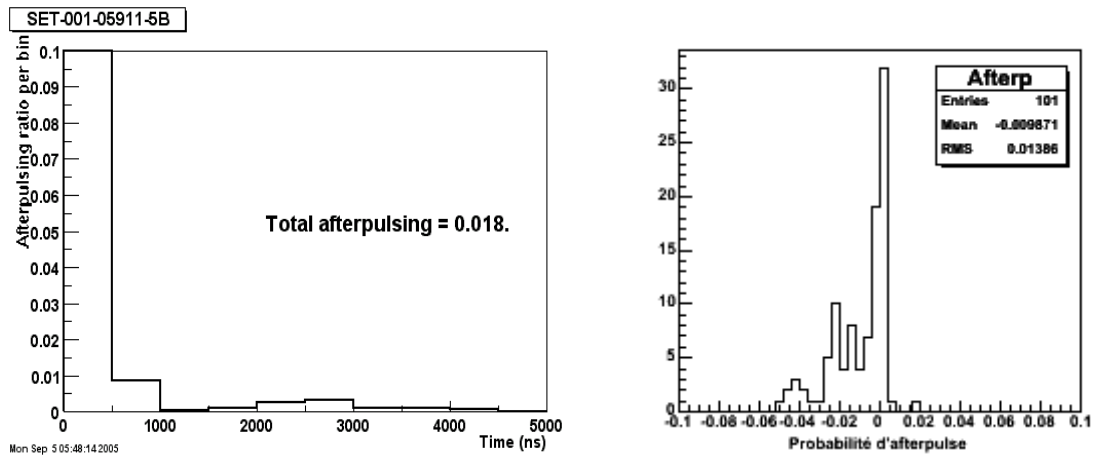


Figure A-66 : Exemple de distribution temporelle des AF II pour le XP1805 n° 5911 – Distribution des probabilités de ces post impulsions pour 100 PM.

Le graphe suivant (Figure A-67) montre des courbes de linéarité mesurées sur 5 PM issus de la production de 2005 d'Auger. A cause de la dispersion de la LED et les erreurs de mesure (échantillonnage de l'ADC), les mesures en dessous de 10 mA sont peu précises.

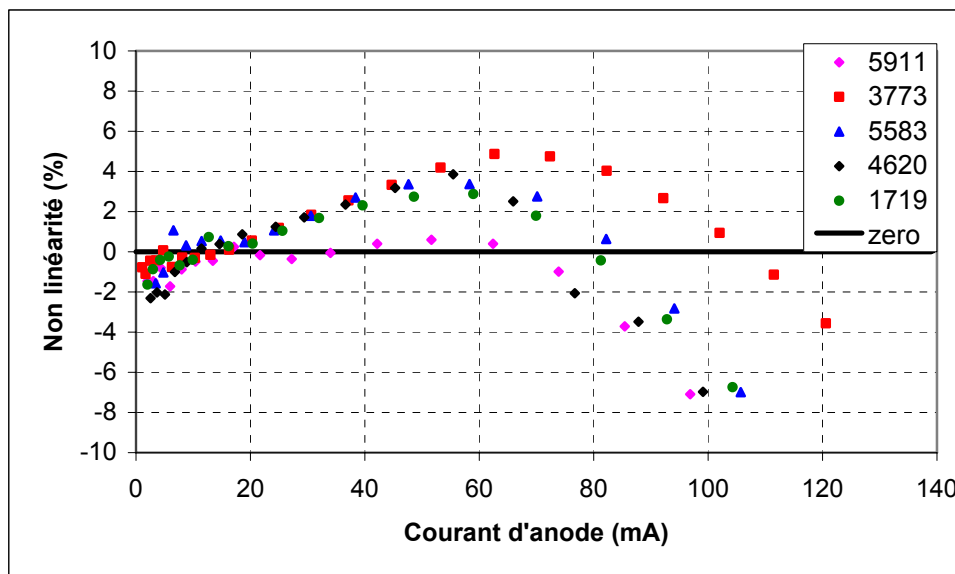


Figure A-67 : Courbe de linéarité pour les PM XP1805 n° 1719, n° 3773, n° 4620, n° 5583 et n° 5911 pour un gain de $2 \cdot 10^5$.

Les deux graphes de la Figure A-68 montrent le pourcentage de non linéarité pour un courant de 50 mA et le pourcentage maximal de non linéarité. A 50 mA, on observe une sur linéarité d'environ 2 %, ce qui correspond toujours au maximum de non linéarité.

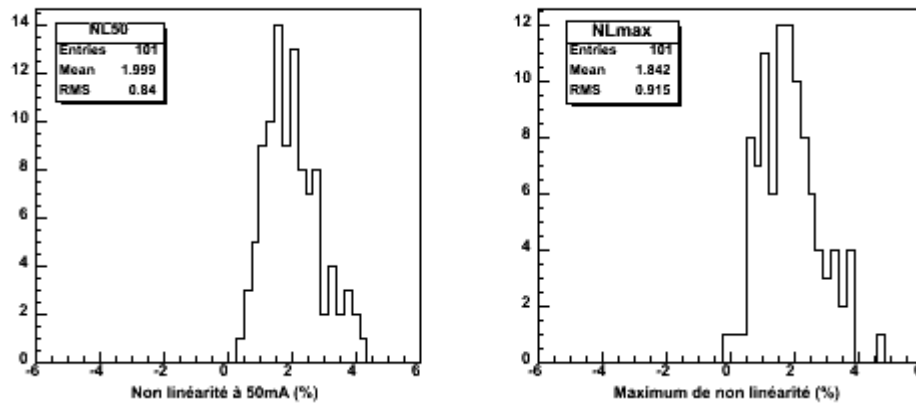


Figure A-68 : Pourcentage de non linéarité mesuré à 50 mA et maximal entre 20 et 80 mA.

A-5.3 Synthèse des caractéristiques du photomultiplicateur de type XP1805

Les principales caractéristiques du PM de type XP1805 équipé d'un multiplicateur hybride composé d'une première dynode de type « feuille » suivie d'un multiplicateur linéaire focalisé sont :

- Très bonne uniformité de collection et bon isochronisme entre la photocathode et la première dynode
- Tension moyenne autour de 1050 V et de 1550 V pour des gains de $2 \cdot 10^5$ et $2 \cdot 10^6$
- P/V moyen d'environ 1.5
- Courant d'obscurité d'environ 2300 cps à un seuil de 0.25 pe et à température ambiante
- Très faible taux de post impulsions de type II d'environ 0.5 %
- Sensibilité au champ magnétique terrestre d'environ 25 %
- Bonne linéarité (non linéarité inférieure à 5 % jusqu'à un courant d'au moins 50 mA)

La société Photonis est en train de tester un nouveau type de couches photoémissoires de manière à améliorer le gain de la première dynode et par conséquent à obtenir un bon P/V. Une deuxième approche pour améliorer la résolution est de remplacer la forme de la première dynode de type « feuille » par une de type micro persienne avec un fort gain [a-68]. Les mesures précises faites sur les quelques PM à l'IPN ainsi que les résultats sur un échantillon de 100 PM réalisés par la Collaboration Auger montrent que le PM de type XP1805 a été bien choisi.

A-6 Caractérisation d'une photocathode améliorée

Le rendement quantique de la photocathode est un paramètre crucial pour les expériences à très faible niveau de lumière. La Société Photonis a développé un nouveau procédé de fabrication de photocathode semi transparente de type bi alcaline afin d'améliorer ce paramètre. Le nouveau procédé a été appliqué à des PM de type XP1805 développés pour l'Observatoire Pierre Auger de façon à tester son application aux PMs hémisphériques.

Pour caractériser ce nouveau procédé, plusieurs paramètres clefs ont été mesurés sur un échantillon de PM standards et de PM avec ce nouveau procédé [a-78]. Ces paramètres sont la sensibilité de photocathode (S_k), la réponse spectrale, l'efficacité relative de détection et l'uniformité de photocathode. Des mesures complémentaires sur le temps de stabilisation du PM, le courant d'obscurité et sa dépendance en température ainsi que sur les post impulsions ont été réalisées afin de vérifier si ce nouveau procédé de photocathode n'introduisait pas de détérioration sur ces paramètres.

A-6.1 Caractérisation de la photocathode améliorée

Le premier paramètre testé est la sensibilité lumineuse de photocathode (S_k), où le courant de photocathode est mesuré pour un flux de lumière donné. La source de lumière est une lampe à filament de tungstène chauffé à une température de 2856 K. Le flux de sortie de cette source de lumière est calibré à 1 lumen. Deux types de mesures ont été réalisés, une de sensibilité « CB » en lumière bleue en utilisant un filtre spécial « Corning Blue » (Corning CS 5-58 ramené à l'épaisseur moitié de l'épaisseur nominale) et une sans filtre (lumière « blanche »).

La Société Photonis a testé environ 800 PM de type XP1805 standards issus de la production 2004-2005 pour l'Observatoire Pierre Auger. La sensibilité moyenne de photocathode pour cet échantillon a été mesurée 9,32 $\mu\text{A}/\text{lmF}$ en utilisant le filtre CB et de 68,37 $\mu\text{A}/\text{lm}$ en lumière blanche (Figure A-69).

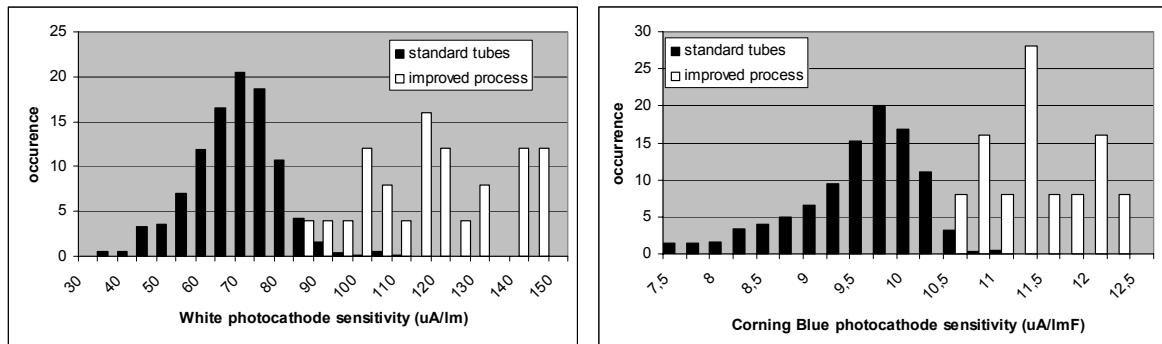


Figure A-69 : Sensibilité de photocathode mesurée avec une lumière blanche (gauche) et une lumière bleue (droite) pour environ 800 PM standards (noir) et pour 25 PM avec le nouveau procédé (blanc). Mesures Photonis.

Un échantillon de 25 PM avec la nouvelle photocathode a été mesuré (Figure A-69). Les résultats pour les PM améliorés sont de 11,35 $\mu\text{A/lmF}$ et de 118,00 $\mu\text{A/lm}$ respectivement en lumière bleue et blanche. En comparant les résultats entre les PM standards et améliorés, il y a une augmentation moyenne d'environ 19 % en lumière bleue et d'environ 42 % dans le blanc. Pour expliquer la différence importante entre le pourcentage d'amélioration en lumière bleue et blanche, des mesures de réponse spectrale ont été réalisées sur un échantillon de PM standards et améliorés (Figure A-70). Les PM ont été choisis pour avoir des caractéristiques de photocathode nominales, à savoir $\sim 9,6 \mu\text{A/lmF}$ pour les PM standards et $\sim 11,8 \mu\text{A/lmF}$ pour les PM améliorés (caractéristiques en lumière bleue).

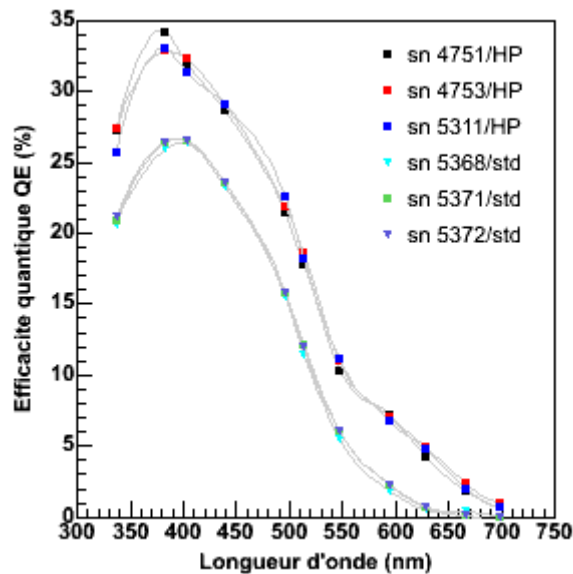


Figure A-70 : Réponse spectrale pour un échantillon de 3 PM standards (carrés) et de 3 PM améliorés (triangles). Mesures Photonis.

La comparaison des réponses spectrales entre les PM standards et améliorés montre une augmentation de l'efficacité quantique pour toute les longueurs d'onde. A 400 nm (lumière bleue), l'amélioration de l'efficacité quantique (QE) est d'environ 19 %. Elle passe de 26 % pour les PM standards à 32 % pour ceux avec le nouveau procédé de photocathode. A 650 nm (lumière rouge), l'augmentation de QE est d'environ 75 %.

Pour confirmer ces résultats obtenus en courant continu (DC), des mesures comparatives d'efficacité relative de détection (ERD) ont été réalisées sur un échantillon de PM standards et améliorés sur le banc de test décrit dans la partie A-3.2 . Les mesures ont été faites avec un diaphragme de 100 mm de diamètre placé devant la photocathode pour réduire les éventuelles différences d'uniformité de photocathode. L'ERD est déterminée en comparant pour chaque PM, le rapport entre le nombre d'événements détectés par le PM testé et celui pour le PM de déclenchement (formule suivante). L'acquisition est déclenchée par les signaux du PM de la source de lumière. Les spectres en charge de chaque PM à tester et du PM de déclenchement sont ensuite enregistrés.

$$\text{Rapport}(\text{seuil}) = \frac{N_{\text{PM à tester}}(\text{Charge} > \text{seuil})}{N_{\text{déclenchement}}(\text{Charge} > 46 \text{ pe})}$$

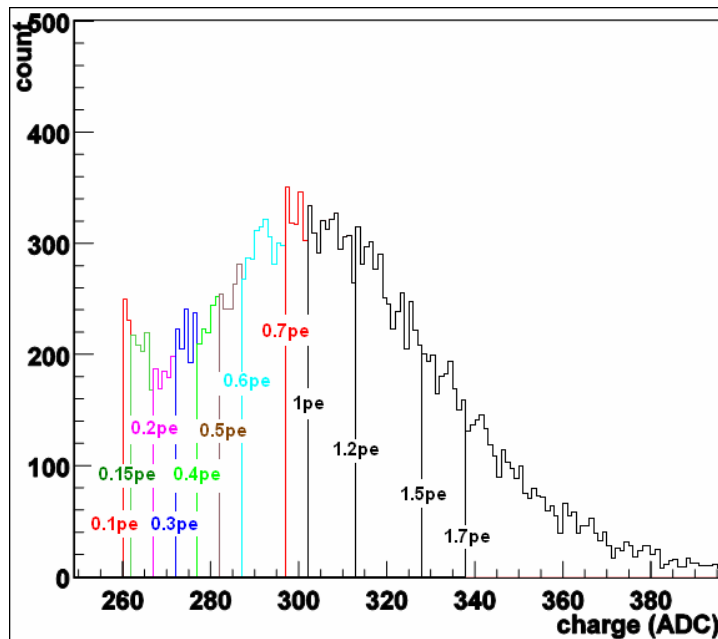


Figure A-71 : Histogramme typique en charge du PM à mesurer. Le piédestal n'a pas été soustrait (255 canaux ADC). Les seuils sont déterminés informatiquement après avoir mesuré le pic de 1 photoélectron (44 ADC).

Chaque histogramme en charge (Figure A-71) contenant environ 1 million d'entrées est analysé *a posteriori*. L'analyse consiste à trouver la position du pic correspondant à 1 photoélectron (ajustement d'une gaussienne), à appliquer un seuil informatique à partir de cette valeur et enfin à compter le nombre d'événements au dessus de ce seuil. L'utilisation d'un seuil informatique permet d'avoir une coupure en charge très précise et reproductible contrairement à un discriminateur à seuil classique. L'analyse est faite avec plusieurs seuils, de 0.1 à 0.7 photoélectron, pour être le plus indépendant possible de la forme de la réponse en électron unique. Les rapports entre le nombre d'événements détectés par tous les PM à tester et celui pour le PM de trigger sont calculés pour chaque seuil. Le nombre d'événements fortuits est mesuré pour chaque PM avec le même protocole en occultant la source de lumière pour s'affranchir des différences de courant d'obscurité entre les PM testés. Cette contribution est ensuite soustraite. Chaque valeur de rapport entre le taux de comptage des PM à mesurer et celui du PM de trigger est normalisée par la valeur exacte du gain du PM à mesurer ($\sim 3 \cdot 10^6$).

Le graphe suivant (Figure A-72) montre l'évolution du rapport de taux de comptage en fonction du seuil pour 3 PM standards et 3 PM améliorés.

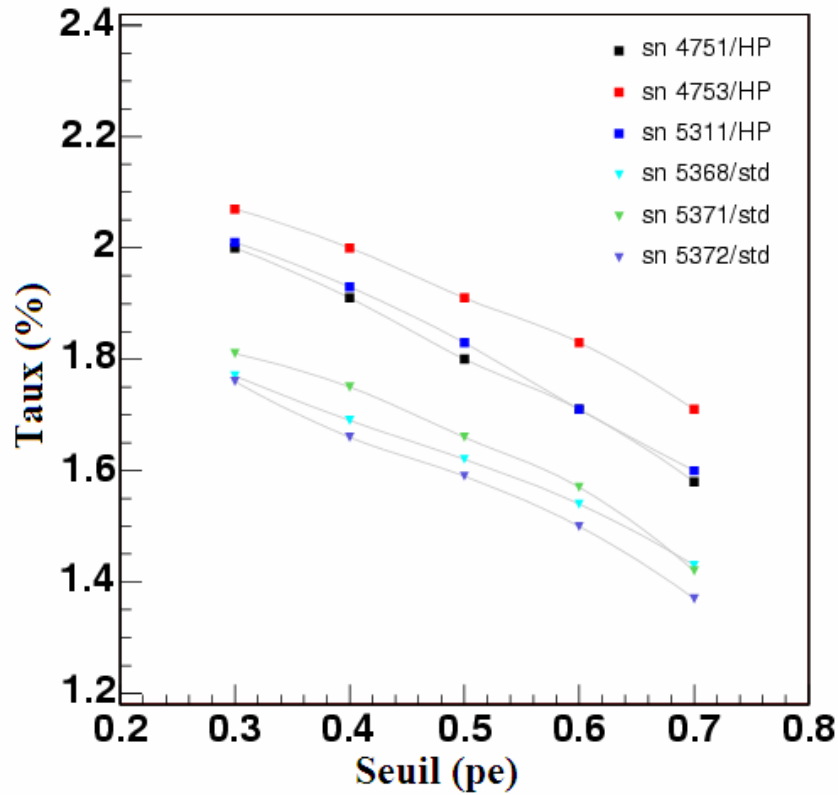


Figure A-72 : Rapport entre les nombres d'événements détectés par le PM à mesurer et celui du PM de trigger en % en fonction du seuil pour 3 PM standards (carrés) et 3 améliorés (triangles).

Le premier commentaire est que les évolutions du rapport entre le nombre d'événements détectés par le PM à tester et par le PM de trigger en fonction du seuil de détection sont des droites avec quasiment la même pente pour tous les PM testés. Par conséquent, la mesure de l'ERD entre deux PM, n'est pas affectée par la forme de la réponse en électron unique. L'amélioration moyenne de l'ERD est d'environ 16 % entre les PM standards et les PM améliorés. La dispersion des mesures entre les PM standards et entre les PM améliorés peut être due à des non homogénéités de photocathode ou de collection. Comme seul le type de photocathode sépare les deux familles de PM, on peut supposer que l'efficacité de collection est identique et que l'augmentation de l'ERD peut être attribuée totalement à l'amélioration de l'efficacité quantique. Dans nos mesures, la lumière émise par le scintillateur a une longueur d'onde centrée sur 370 nm [a-57] et les résultats peuvent être comparés à ceux obtenus en courant continu à 370 nm (extrapolation sur les courbes de la Figure A-70). Les réponses donnent des résultats en très bon accord avec 18 % d'augmentation entre les 2 familles de PM.

Des mesures d'uniformité de photocathode ont été réalisées sur un échantillon de PM améliorés. Pour mesurer l'uniformité, la photocathode est balayée par un faisceau lumineux. La source de lumière est la même que celle utilisée pour les mesures de sensibilité avec un filtre à 424 nm. A chaque position, le courant de photocathode est enregistré. La courbe d'uniformité consiste à tracer le courant de photocathode en fonction de la position du faisceau lumineux. Généralement, la mesure d'uniformité se fait sur deux diamètres perpendiculaires (dont un est parallèle à l'axe du multiplicateur). Les résultats de ces mesures montrent que ce nouveau procédé conserve une bonne uniformité de photocathode.

A-6.2 Effets secondaires

Des mesures complémentaires ont été réalisées pour déterminer si la mise en place de ce nouveau procédé de photocathode introduit des effets secondaires sur d'autres caractéristiques du PM comme le courant d'obscurité ou les post impulsions.

Le temps de stabilisation du courant d'obscurité après un éblouissement (« dazzling effect ») a été mesuré sur un échantillon de trois tubes de chaque famille de PM. Dans cette expérience, le PM est laissé une nuit dans le noir à une température de 15 °C. Il est ensuite ébloui pendant 30 s avec une lampe néon blanche de 50 W. Les impulsions au dessus d'un seuil de discriminateur de 0.3 photoélectron sont comptées par une échelle.

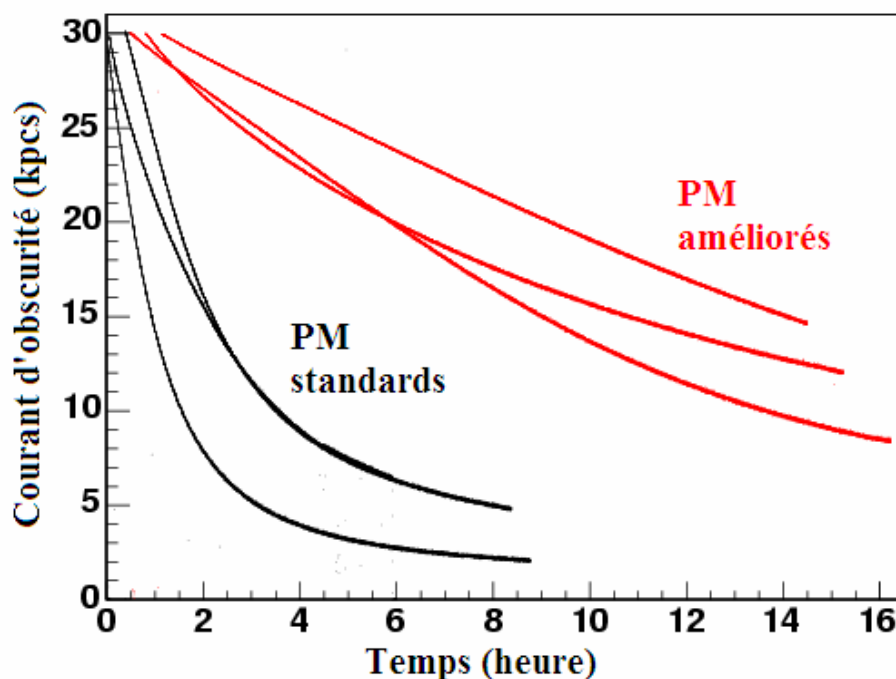


Figure A-73 : Stabilisation du courant d'obscurité après un éblouissement de 30 s par une lampe blanche de 50 W pour 3 PM standards (noir) et pour 3 PM améliorés (rouge).

Le temps de stabilisation du courant d'obscurité après un éblouissement contrôlé (Figure A-73) est de l'ordre de quelques heures pour les PM standards et augmente jusqu'à quelques dizaines d'heures pour les PM améliorés. Après la stabilisation, le courant d'obscurité moyen pour les nouveaux PM est augmenté par rapport aux PM standards mais reste inférieur à 10 kHz. Les résultats des mesures de courant d'obscurité sont résumés dans le Tableau A-7. L'augmentation est sans doute causée par l'extension dans le rouge de la réponse spectrale du nouveau procédé de photocathode.

XP1805	Standard				Amélioré		
PM	5348	5368	5371	5372	4751	4753	5311
Courant d'obscurité (kcps)	0.9	0.9	1.4	1.0	6.5	9.3	2.9

Tableau A-7 : Résultats des mesures de courant d'obscurité à un seuil de 0.3 pe.

Le courant d'obscurité a été mesuré à différentes températures entre -5 et 25 °C pour un PM de chaque famille (Figure A-74).

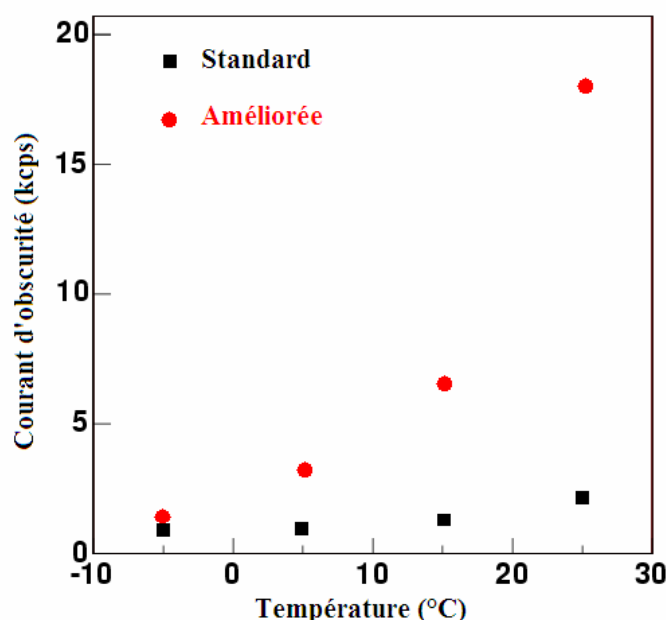


Figure A-74 : Dépendance en température du courant d'obscurité pour un PM standard (carré noir) et pour un PM avec la nouvelle photocathode (cercle rouge).

Les valeurs du courant d'obscurité mesurés à une température de -5 °C pour les deux PM sont très proches l'une de l'autre. Ceci peut s'expliquer par la très faible composante thermo électronique à basse température et donc la contribution essentielle du bruit de fond du verre de la fenêtre d'entrée des PM. La nouvelle photocathode est beaucoup plus sensible à la température que celle standard.

Le dernier paramètre testé est le taux de post impulsions (« afterpulse de type II »). Les caractéristiques de ces post impulsions entre 100 ns et 16 μ s donnent des informations sur la quantité de gaz résiduels. Le changement des rampes de température dans la fabrication de la nouvelle photocathode peut avoir changé les temps de désorption des éléments chimiques et modifier la quantité et la composition des gaz résiduels. Les distributions en temps et en amplitude ainsi que la probabilité pour les deux échantillons de PM (mesurées avec un oscilloscope numérique) ont été comparées. Un exemple de distribution temporelle pour un PM amélioré est montré dans la Figure A-75.

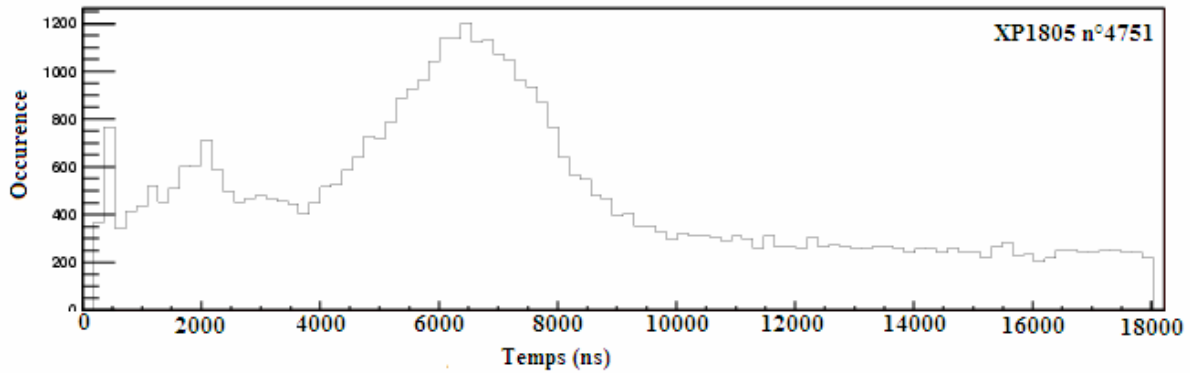


Figure A-75 : Distribution temporelle des impulsions secondaires pour un PM amélioré (XP1805 n°4751).

La forme des distributions temporelles des PM standards et améliorés ne changent pas. Par conséquent, le nouveau procédé de fabrication n'introduit pas d'autres types d'ion et ne modifie pas la répartition entre les différents gaz présents. Le niveau continu dans la distribution temporelle est dû aux impulsions du courant d'obscurité. Dans le Tableau A-8, les mesures des probabilités de post impulsion sont récapitulées pour tous les PM testés. La probabilité de post impulsions de type « afterpulse de type II » a légèrement augmenté mais reste très faible et bien en dessous des limites généralement données dans les cahiers des charges des expériences d'astroparticules.

XP1805	Standard				Amélioré		
N°	5348	5368	5371	5372	4751	4753	5311
Probabilité (%)	0.24	0.13	0.16	0,23	0.75	0.69	0.42

Tableau A-8 : Résultats des probabilités des post impulsions au dessus d'un seuil de 0.3 pe.

A-6.3 Synthèse et discussion

Un nouveau procédé de fabrication de photocathode bi alcaline développé par la Société Photonis pour les PM hémisphériques a été caractérisé. L'efficacité quantique a été mesurée en mode continu entre 337 et 750 nm. Une amélioration de QE d'environ 19 % à 400 nm et une extension de la sensibilité de photocathode vers les grandes longueurs d'onde ont été observées. Ces résultats ont été confirmés par des mesures d'efficacité relative de détection faites en mode impulsif.

Ce nouveau procédé de photocathode introduit des effets secondaires. Le plus important d'entre eux est une augmentation significative de la sensibilité du courant d'obscurité avec la température. Le temps de stabilisation du bruit de fond est aussi augmenté, jusqu'à une dizaine d'heures. Après stabilisation, le courant d'obscurité demeure inférieur à 10 kHz à une température de 15 °C. La probabilité de post impulsion de type « afterpulse de type II » déjà très faible pour ce type de PM, est aussi en légère augmentation.

Ce type de procédé pourrait être utilisé dans les expériences où le critère principal est la détection de faible niveau lumineux (quelques photoélectrons) et où le bruit de fond n'est pas un paramètre essentiel.

A-7 Relation entre les dimensions et les principales caractéristiques des photomultiplicateurs

Le but de cette étude est de déterminer l'évolution des différents paramètres clefs d'un photomultiplicateur en fonction de son diamètre en vue d'aider à répondre à quelques questions importantes en photo-détection dans le domaine des astroparticules. Quel est le diamètre optimal d'un PM pour une application donnée ? Faut-il privilégier les PM de grande dimension au dépend de plus petits pour les futures grandes expériences ?

Les paramètres testés sont les suivants : résolution en énergie (P/V), courant d'obscurité en fonction de la température, performance temporelle (dispersion de temps de transit), effet du champ magnétique terrestre et post impulsions (type II). Les tests ont été effectués sur des PM de type standard (équipés d'un multiplicateur classique de type linéaire focalisé) sur 3 dimensions : 5, 8 et 10 pouces (Figure A-76). Ces PM sont fabriqués par la société Photonis et ont la dénomination suivante : XP1803 pour 5", XP1806 pour 8", XP1804 pour 10".

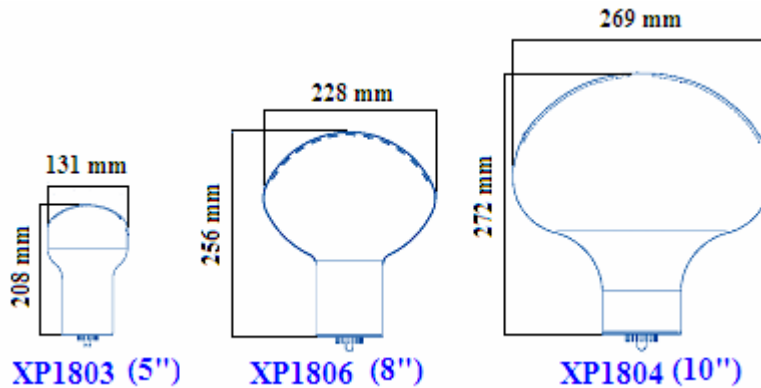


Figure A-76 : Schéma des 3 PM testés : XP1803 de 5 pouces, XP1806 de 8 pouces et XP1804 de 10 pouces.

A-7.1 Résolution en énergie

La Figure A-77 montre les rapports P/V en fonction du diamètre du PM. Les mesures ont été faites au même gain (10^7) avec une embase « 10 Vs ». Le P/V a été déterminé à partir du spectre en charge du bruit de fond. Le Tableau A-9 récapitule les résultats des rapports P/V pour plusieurs PM de différentes dimensions.

PM	Numéro	Tension (V)	Rapport P/V
XP1803	851	1630	2.8
	865	1690	3
XP1806	810	1600	2.3
	816	1530	2.6
	869	1790	2.7
	873	1700	2.9
XP1804	885	1530	2.9

Tableau A-9 : Rapport Pic/Vallée pour des PM de différentes dimensions : 2 PM XP1803 (n° 851 et 865), 4 PM XP1806 (n° 810, 816, 869 et 873) et un PM XP1804 (n°885).

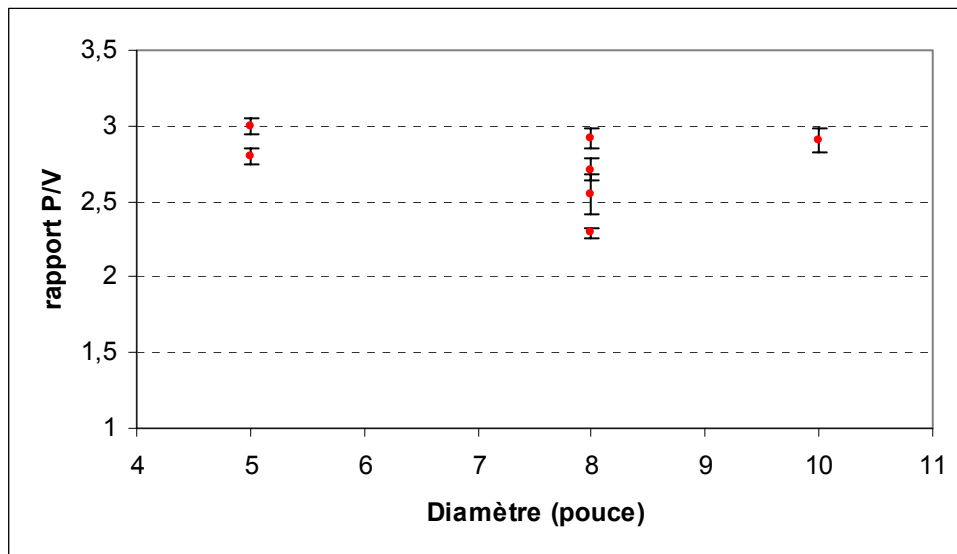


Figure A-77 : Rapport Pic/Vallée (P/V) pour 2 PM XP1803 (n° 851 et 865), pour 4 PM XP1806 (n° 810, 816, 869 et 873) et pour un PM XP1804 (n°885).

Le rapport P/V pour la tension nominale ne semble pas dépendre ni du diamètre ni de la valeur de cette tension. La résolution dépend fortement du multiplicateur en particulier de la forme et de la réponse de la première dynode. Le multiplicateur est le même pour les trois dimensions.

A-7.2 Bruit de fond en fonction de la température

La Figure A-78 montre l'évolution du courant d'obscurité mesuré au dessus d'un seuil de 0.3 pe en fonction de la température pour un PM de chaque dimension. Les mesures ont été faites avec un temps mort de 30 μ s puis corrigées avec l'Equation A-3.

La répartition de tension a été choisie de telle manière que la tension PK-D1 soit suffisante pour saturer la collection dans l'optique d'entrée. Les PM de 5 et 8 pouces ont été mesurés avec une embase avec une répartition de 10 Vs dans l'optique d'entrée et 23.5 Vs dans le multiplicateur. Par contre, le PM de 10 pouces a été mesuré avec une répartition de 20 Vs dans l'optique d'entrée et 23.5 Vs dans le multiplicateur.

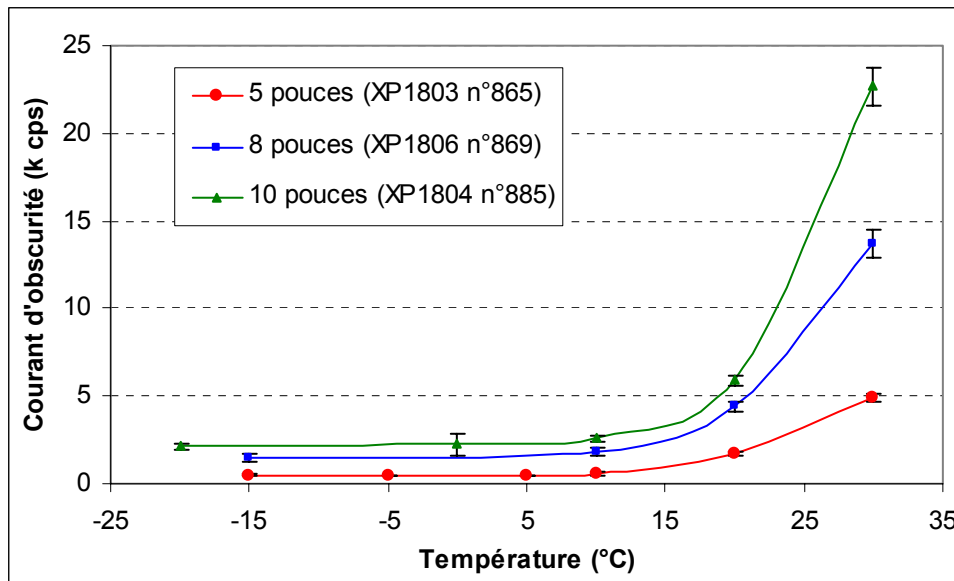


Figure A-78 : Evolution en fonction de la température du courant d'obscurité pour un PM de 5 pouces (XP1803 n°865), un de 8 pouces (XP1806 n°869) et un de 10 pouces (XP1804 n°885). Le gain de chaque tube est de 10^7 . Le seuil en amplitude est fixé à 0.3 pe.

En appliquant la loi de Richardson (Équation A-2), on extrait l'énergie d'activation (W) et la constante de Richardson (A). Ces 2 paramètres sont du même ordre de grandeur pour les 3 PM testés. Les résultats des 2 paramètres et le « talon » de bruit à basse température sont récapitulés dans le Tableau A-10 pour un PM de 5, 8 et 10 pouces.

PM	Numéro de série	Diamètre (pouces)	Surface (cm ²)	Volume (cm ³)	A (kHz/cm ² /K ²)	W (eV)	Talon (kHz)
XP1803	885	5	120	36	3,96E+12	1,018	0,5
XP1806	869	8	400	120	2,73E+13	1,042	1,5
XP1804	885	10	600	180	3,50E+15	1,142	2,2

Tableau A-10 : Résultats des paramètres de la loi de Richardson. A : constante de Richardson, W : énergie d'activation de la photocathode et du « talon » : courant d'obscurité à basse température.

La Figure A-79 présente l'évolution du courant d'obscurité mesuré à une température moyenne de -5 °C sur un PM de chaque dimension en fonction de son volume de verre de la fenêtre d'entrée. Le volume de verre est calculé comme le produit de la surface moyenne de photocathode fois l'épaisseur (3 mm pour les verreries de type Pyrex).

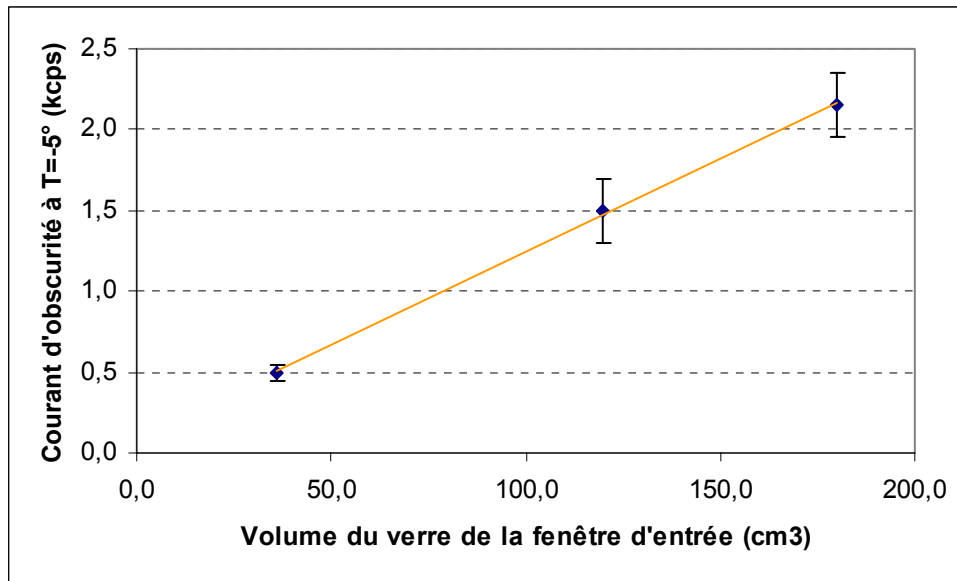


Figure A-79 : « Talon » du courant d'obscurité à -5 ° en fonction du volume du verre de la fenêtre d'entrée des PM. Les barres d'erreurs proviennent de la dispersion des mesures de bruit de fond.

Le « talon » du courant d'obscurité à basse température varie linéairement avec le volume de verre de l'enveloppe au niveau de la photocathode du PM. Ceci peut s'expliquer par l'origine du bruit de fond qui est dominé par la radioactivité des éléments présents dans le verre. Plus le volume de verre est grand, plus la quantité d'éléments radioactifs est importante et plus sa contribution au bruit de fond sera élevée. La Figure A-80 présente l'évolution du courant d'obscurité mesuré à une température de 30 °C en fonction de la surface de photocathode.

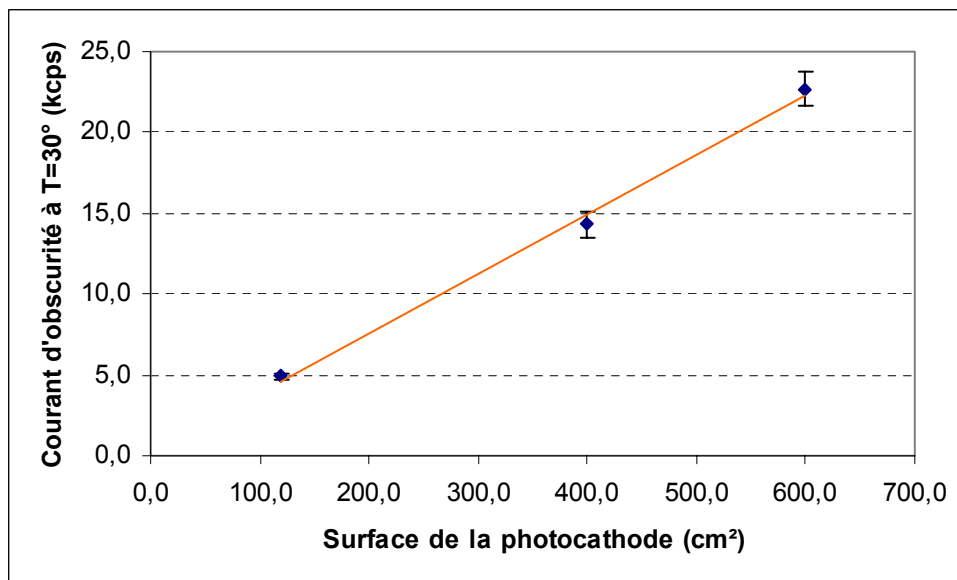


Figure A-80 : Courant d'obscurité mesuré à 30 °C (composante thermo électronique) en fonction de la surface de la photocathode. Les barres d'erreurs proviennent de la dispersion des mesures de bruit de fond.

Le courant d'obscurité à 30 °C, augmente linéairement avec la surface de photocathode. A 30 °C, le bruit de fond est dominé par l'émission spontanée de la photocathode (composante thermo électronique) et donc l'augmentation avec la surface de cette dernière est normale. Les petits écarts à cette variation linéaire peuvent s'expliquer par des effets de collection sur la première dynode.

A-7.3 Résolution temporelle

La Figure A-81 montre l'évolution de la résolution temporelle (dispersion de temps de transit) en fonction du gain pour un seul PM de chaque dimension. Toutes les mesures ont été faites avec la même embase avec une répartition de 10 Vs dans l'optique d'entrée et de 23.5 Vs dans le multiplicateur.

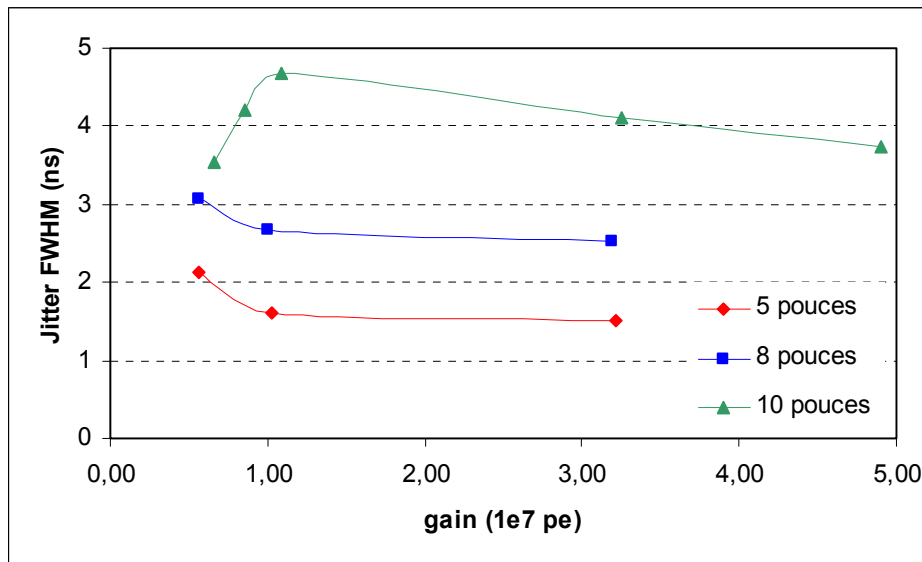


Figure A-81 : Evolution de la dispersion de temps de transit (FWHM) en fonction du gain avec une embase « 10 Vs » pour un PM de 5 pouces (XP1803 n°865), un PM de 8 pouces (XP1806 n°810) et un PM de 10 pouces (XP1804 n°887). Les mesures ont été faites avec un diaphragme de 100 mm.

Pour les PM de 5 et 8 pouces, les fluctuations de temps de transit diminuent avec le gain. La résolution temporelle pour le PM de 5 pouces est d'environ 1.6 ns (FWHM) et celle pour le PM de 8 pouces est d'environ 2.5 ns. Avec l'embase « 10 Vs », au-delà d'un gain autour de 10^7 , la résolution temporelle se stabilise et devient quasiment indépendante du gain.

Pour le PM de 10 pouces, la courbe des dispersions de temps de transit en fonction du gain est en forme de « cloche ». L'accroissement de la dispersion du temps de transit pour les faibles gains peut s'expliquer par l'amélioration de la collection des photoélectrons sur la première dynode. Une fois l'efficacité de collection saturée, la résolution temporelle diminue avec le gain comme pour les deux autres PM. Pour améliorer la résolution temporelle, il faudrait augmenter la tension dans l'optique d'entrée comme par exemple en utilisant une embase « 20 Vs » (tension d'optique est environ 35 % plus grande que dans l'embase « 10 Vs »).

La Figure A-82 montre l'évolution de la résolution temporelle en fonction du diamètre du PM.

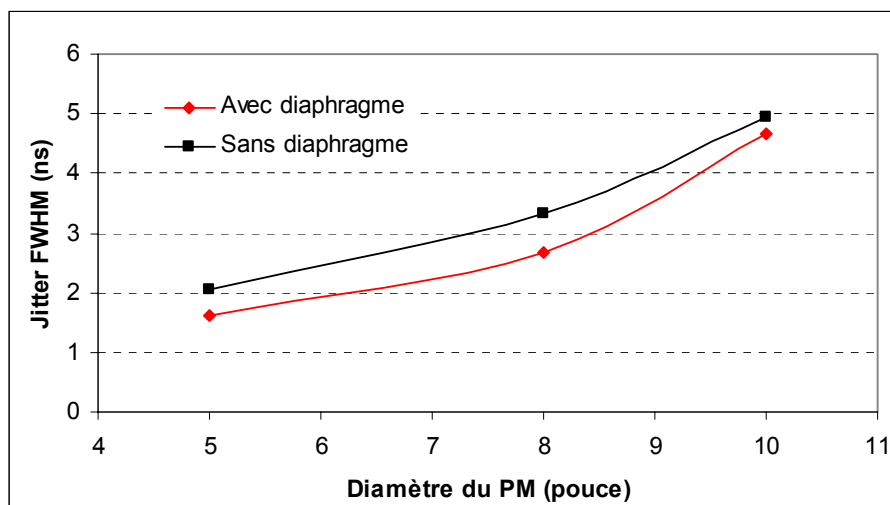


Figure A-82 : Evolution de la dispersion de temps de transit (jitter) en fonction du diamètre du PM pour un gain nominal de 10^7 . Les mesures ont été faites avec et sans le diaphragme de 100 mm.

La dispersion du temps de transit augmente avec le diamètre du PM d'environ 1.6 ns pour un PM de 5 pouces jusqu'à 4.3 ns pour un PM de 10 pouces (mesure avec diaphragme). Les différences entre les mesures avec et sans diaphragme demeurent à peu près constantes avec la dimension.

A-7.4 Influence du champ magnétique terrestre

La Figure A-83 montre l'évolution du gain relatif en fonction de l'orientation pour un PM de chaque dimension. Les mesures ont été faites avec la même embase « 10 Vs ».

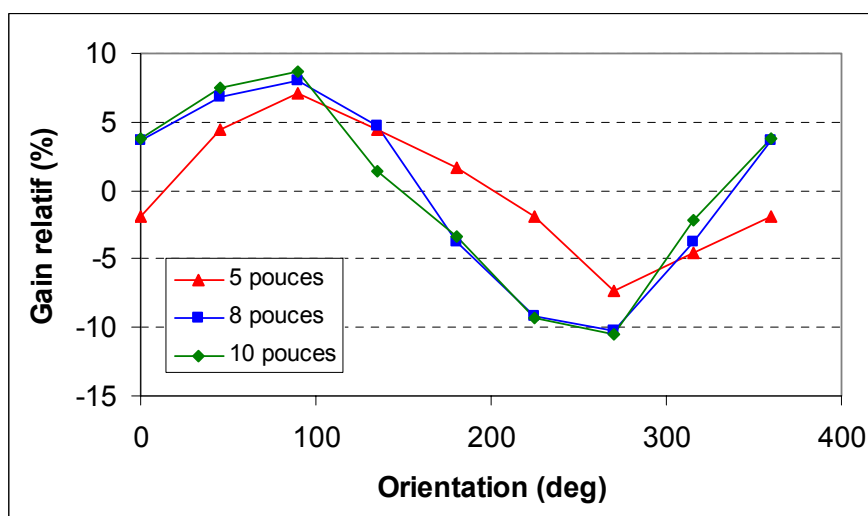


Figure A-83 : Evolution du gain relatif en fonction de l'orientation du PM. Le zéro correspond à la broche "sp" orientée vers le Nord. Le sens de rotation est celui inverse des aiguilles d'une montre.

La réponse des trois PM équipés du même multiplicateur est de la même forme avec une orientation privilégiée commune. La forme de ces courbes dépend uniquement du type de multiplicateur et de son orientation dans le PM. La dimension a peu d'effet sur la sensibilité au champ magnétique terrestre. La Figure A-84 montre la sensibilité moyenne (amplitude moyenne des variations) en fonction du diamètre du PM. La sensibilité moyenne augmente très légèrement avec la dimension et est de l'ordre de la dizaine de pourcent quelque soit la dimension.

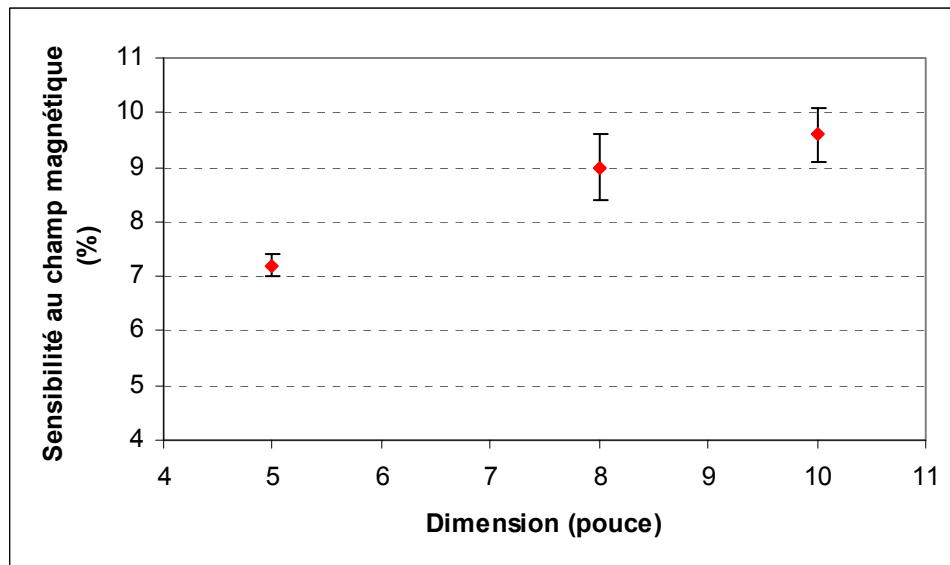


Figure A-84 : Sensibilité du gain au champ magnétique en fonction du diamètre du PM.

A-7.5 Post impulsions de type II

Les mesures des post impulsions sont faites sur 3 PM de 5 pouces, 4 PM de 8 pouces et 2 PM de 10 pouces au même gain (10^7) avec une embase « 10 Vs ». Les trois graphes de la Figure A-85 présentent des distributions typiques des temps d'arrivée des impulsions secondaires (post impulsions + bruit) pour un PM de chaque dimension.

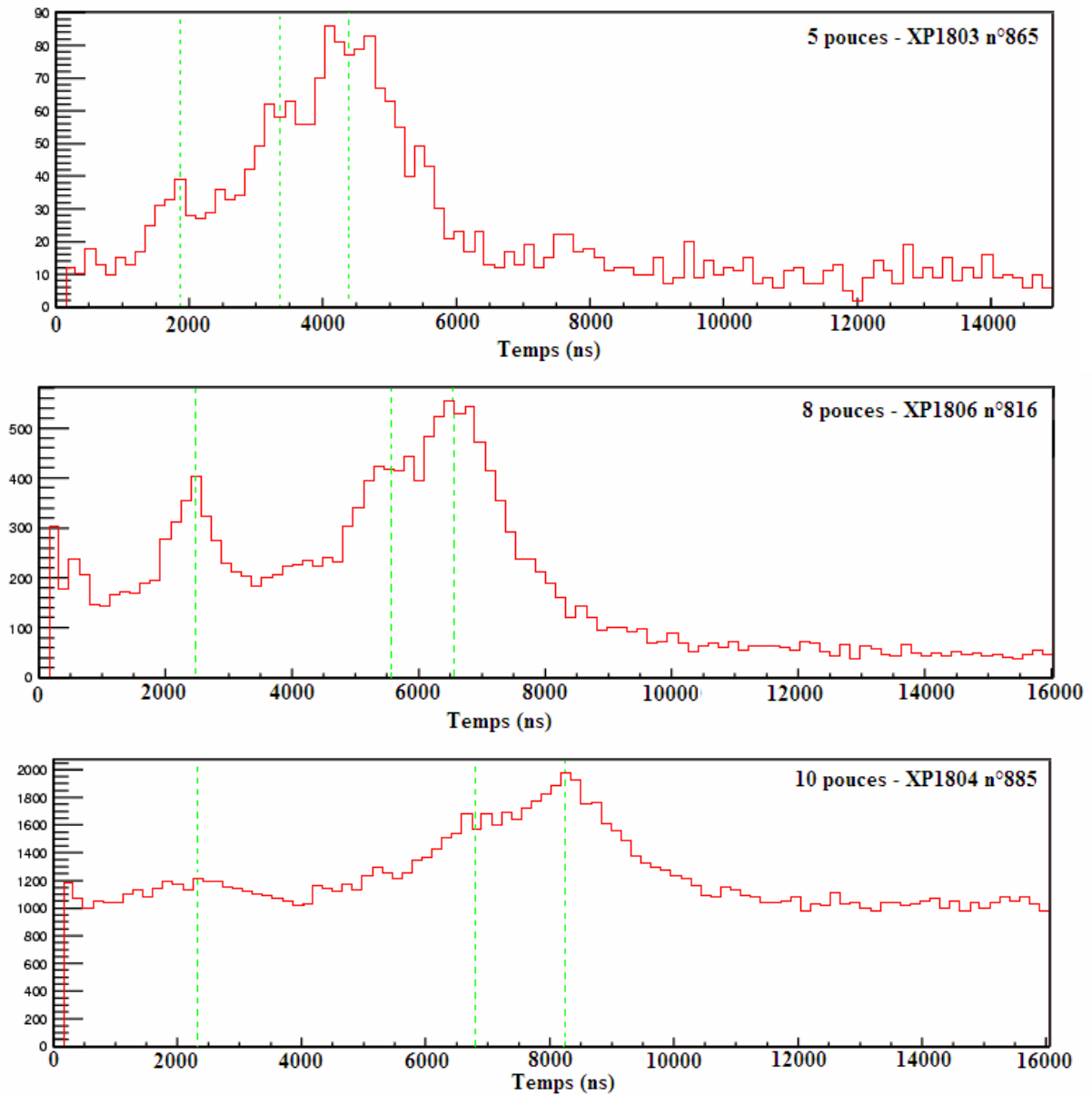


Figure A-85 : Distributions temporelles des pics secondaires pour un PM de 5 pouces (XP1803 n°865), un PM de 8 pouces (XP1806 n°816) et un PM de 10 pouces (XP1804 n°887). Les pointillés indiquent la position des 3 principaux pics.

Les 3 distributions présentent à peu près la même forme avec 3 pics principaux et un continuum. La Figure A-86 montre l'évolution de la position de ces 3 principaux pics en fonction du diamètre du PM pour plusieurs PM de chaque dimension.

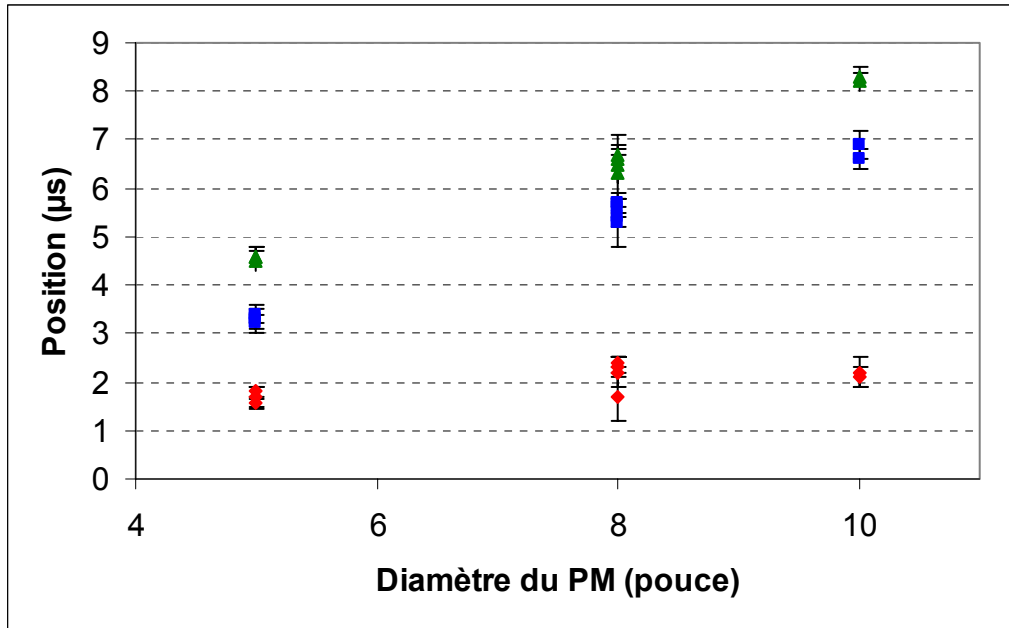


Figure A-86 : Position des 3 principaux pics de post impulsions en fonction du diamètre pour trois PM de 5 pouces (XP1803 n°851, 865 et 866), quatre PM de 8 pouces (XP1806 n°810, 816, 869 et 873) et deux PM de 10 pouces (XP1804 n°885 et 887).

La position du premier pic (autour de 2 µs) ne varie quasiment pas avec le diamètre. En revanche, le retard moyen des deux autres pics s'accroît quasi linéairement avec le diamètre. L'écart de position entre ces deux derniers pics s'agrandit avec le diamètre. Ce résultat montre que ces deux groupes de post impulsions ont des origines différentes. Les dispersions des positions des 3 pics entre les PM d'une même dimension sont dues aux différences de la tension d'alimentation (le gain étant fixé).

La Figure A-87 montre l'évolution de la probabilité moyenne des post impulsions en fonction du diamètre du PM. On a vu dans la partie A-4.5.1 pour le PM de type XP1806 que le taux de post impulsions est une fonction croissante avec le rapport P/V. On retrouve le même type de corrélation pour les deux autres tailles de PM. Pour corriger de cet effet, on calcule une probabilité moyenne \bar{p} pour une dimension de PM en pondérant la probabilité de post impulsions p_i de chaque PM par l'inverse de son P/V_i :

$$\bar{p} = \frac{\sum_{i=0}^{Nb_{PM}} \frac{p_i}{PV_i}}{\sum_{i=0}^{Nb_{PM}} \frac{1}{PV_i}}$$

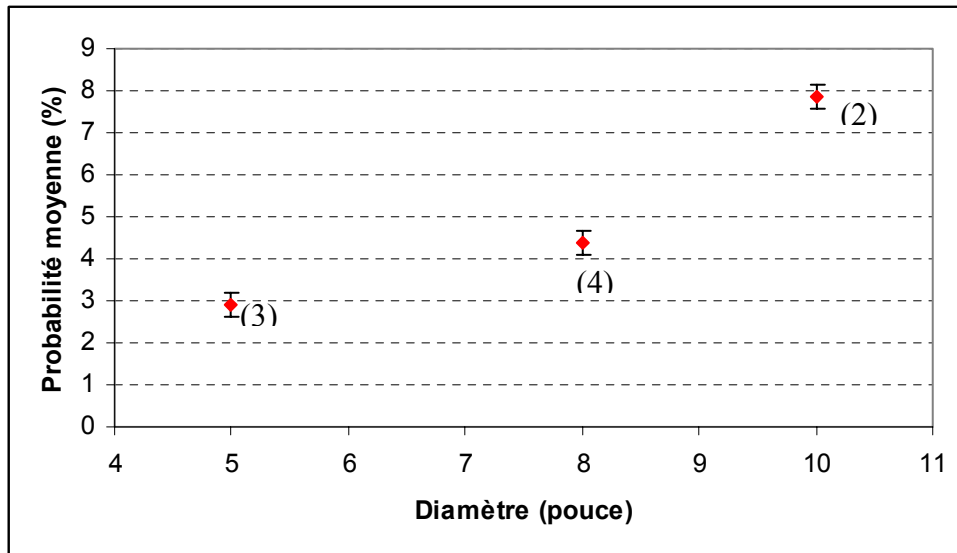


Figure A-87 : Probabilité moyenne de post impulsions au dessus d'un seuil de 0.3 pe en fonction du diamètre du PM. Les chiffres entre parenthèse indiquent le nombre de PM testés.

La probabilité de post impulsions augmente avec le diamètre (le multiplicateur étant le même). Le taux de post impulsions de type II vaut en moyenne 2.8 % pour un PM de 5 pouces, environ 4.5 % pour le PM de 8 pouces et environ 7.8 % pour celui de 10 pouces.

Remarque :

Le graphe de gauche de la Figure A-88 montre qu'il y a une forte corrélation entre la probabilité de post impulsions et la sensibilité de photocathode qui caractérise l'émission d'électrons. Le graphe de droite de la Figure A-88 montre qu'il y a aussi une corrélation importante entre la probabilité de post impulsions et le courant d'obscurité par unité de surface de photocathode. Ces deux résultats montrent que le taux de post impulsions augmente avec la sensibilité de photocathode.

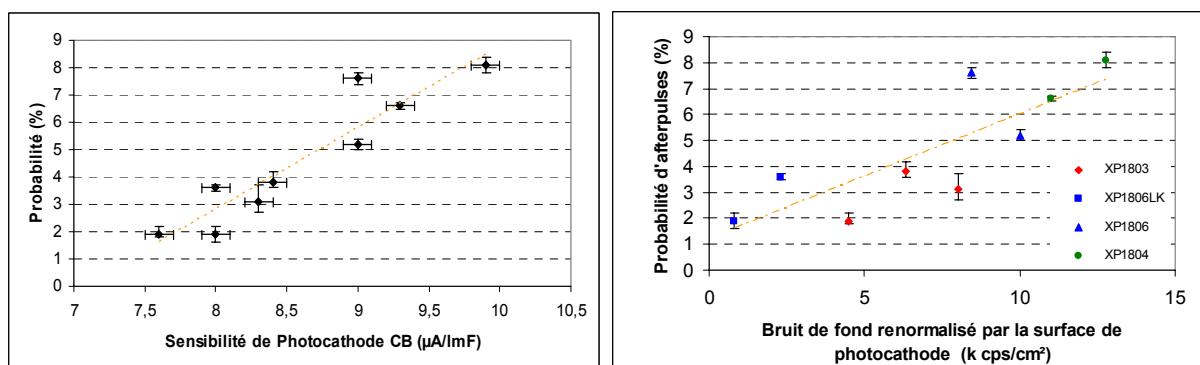


Figure A-88 : Graphe de gauche : corrélation entre la probabilité de post impulsions et la sensibilité de photocathode. Graphe de droite : corrélation entre la probabilité de post impulsions et le courant d'obscurité (température d'environ 20 ° et le seuil de 0.3 pe) normalisé à la surface de photocathode (gauche) et (droite). Plusieurs dimensions de PM ont été testées (3 XP1803 de 5 pouces, 4 XP1806 de 8 pouces et 2 XP1804 de 10 pouces).

A-7.6 Synthèse sur les effets de dimension

L'évolution des différents paramètres importants des PM en fonction de son diamètre a été mesurée pour des valeurs de 5, 8 et 10 pouces. Le Tableau A-11 récapitule les principales caractéristiques des PM suivant leur diamètre.

PM	Diamètre (pouces)	Tension nominale (V)	P/V	Bruit (30°C) (kcps)	Bruit (-5°C) (kcps)	Jitter (ns)	Post impulsion (%)	Effet du champ magnétique (%)
XP1803	5	1690	2,9	4,9	0,5	1,6	2,8	7,2
XP1806	8	1650	2,6	14,3	1,5	2,5	4,5	9,0
XP1804	10	1600	2,9	22,7	2,2	4,7	7,8	9,6

Tableau A-11 : Récapitulatif des principaux résultats sur la caractérisation des PM pour différents diamètres. Les mesures ont été faites à un gain de 10^7 .

Les principaux résultats que nous avons obtenus sur les paramètres mesurés sont:

- La résolution en énergie (P/V) est indépendante du diamètre.
- Le courant d'obscurité à -5 ° augmente comme le volume de verre de la fenêtre d'entrée. Le courant d'obscurité à 30 ° augmente avec la surface de photocathode.
- La résolution temporelle (fluctuations de temps de transit) se dégrade quand le diamètre augmente : d'environ 4.7 ns pour un PM de 10 pouces jusqu'à environ 1.6 ns pour un PM de 5 pouces.
- La sensibilité au champ magnétique terrestre est quasi indépendante de la taille du PM.
- Le taux de post impulsions augmente avec le diamètre d'environ 3 % pour un PM de 5 pouces jusqu'à environ 8 % pour un PM de 10 pouces. Le retard des post impulsions varie quasi linéairement avec le diamètre du PM.

Tous ces résultats devront être dans le futur confirmés avec une statistique plus importante pour les trois dimensions testées (5, 8 et 10 pouces) et en étendant les mesures à des dimensions plus importantes : 12 (ou 13) pouces et peut être 15 pouces qui est la dimension maximale que peut accepter nos bancs de test actuels.

A-8 Conclusion sur les études de photomultiplicateurs

Dans les expériences d'astroparticules à grand volume de détection, les photodétecteurs sont en général des photomultiplicateurs hémisphériques de grande dimension. Nous avons développé des bancs de tests pour étudier ces PM particuliers et plus spécifiquement leurs efficacités relatives de détection, leurs réponses en électron unique, leurs caractéristiques temporelles, leurs bruits de fond et leurs taux de post impulsions. Ces paramètres importants et parfois même cruciaux pour certaines expériences ont été mesurés et analysés sur un premier type de PM, le XP 1806 de Photonis. Ce PM de 8 pouces est équipé du multiplicateur le plus courant : « linéaire focalisé » avec une grande première dynode. En plus des principaux résultats obtenus qui sont résumés au § A-3.7, ces études nous ont permis d'approfondir la compréhension de certaines caractéristiques comme le courant d'obscurité (§ A-3.2). Avec des mesures à basse température et avec différents types de verre, nous avons non seulement retrouvé le rôle joué par la radioactivité ou le rayonnement cosmique, mais nous avons aussi mis en évidence la forme particulière de la réponse du PM à ces phénomènes. En particulier, nous avons caractérisé la structure des trains d'impulsions créés par le passage des muons cosmiques dans le verre de la fenêtre d'entrée du PM. Cet exemple comme celui de la mesure des post impulsions (§ A-3.5) montre l'importance de disposer de bancs de tests pouvant analyser simultanément la distribution en charge et en temps des signaux et ceci sur des durées longues.

La Société Photonis utilise aussi un deuxième type de multiplicateur pour ses PM hémisphériques : à « feuille » pour la première dynode et « linéaire focalisé » pour le reste du multiplicateur. L'emploi de cette première dynode de type « feuille » assure une très bonne uniformité de collection et une faible sensibilité au champ magnétique terrestre. C'est ce type de PM dans sa version 9 pouces et faible gain ($2 \cdot 10^5$ nominal) qui a été choisi par la Collaboration Auger. Les caractéristiques essentielles de ce PM résultant de nos mesures et complétées par des résultats de la Collaboration Auger sont résumées au § A-4.3. En comparaison à un type standard, le PM XP 1805 a une moins bonne réponse en photoélectron unique (rapport P/V typique de 1.5 au lieu de ~ 2.5 pour le XP 1806) mais un taux de post impulsions beaucoup plus faible (inférieur à 0.5 %). Cependant, le paramètre le plus important pour l'expérience AUGER est la bonne linéarité à courant élevé avec une non linéarité qui n'excède pas 5 % jusqu'à un courant d'au moins 50 mA.

Dans les expériences d'astroparticules, de recherche de neutrino ou de durée de vie du proton, les cahiers des charges demandés aux PM sont en général un ensemble réaliste de caractéristiques à respecter mais le plus souvent sans classement hiérarchique. Cependant, les différents paramètres des PM sont parfois corrélés et l'amélioration d'une caractéristique particulière peut entraîner la détérioration rédhibitoire d'une autre. Dans les expériences à très faible taux de lumière, il est évident que l'accroissement de la sensibilité de photocathode est un paramètre fondamental. La partie A-5 présente les résultats obtenus avec un nouveau

procédé de fabrication de photocathode qui a été testé sur des PM de type XP1805. Il a été montré une amélioration importante de l'efficacité quantique de la photocathode (19 % en lumière bleue et 42 % dans le blanc). Par contre, ce type de photocathode conduit à un courant d'obscurité plus important (de l'ordre de 5 fois à 15 °C) qui résulte sans doute de l'extension de la sensibilité dans le rouge. Ce nouveau procédé d'amélioration de photocathode peut intéresser des expériences où le bruit de fond ambiant est déjà très important (télescopes sous marins pour les neutrinos de très haute énergie) mais devenir critique pour les futurs grands détecteurs utilisant des volumes d'eau approchant le méga tonne (Hyper Kamiokande, UNO ou Memphys). On peut même se demander si pour atteindre les seuils de très faible énergie, une diminution du courant d'obscurité n'est pas le paramètre le plus important à améliorer, même au prix d'une légère baisse de la sensibilité de photocathode.

Les travaux menés sur les nouvelles photocathodes montrent bien la nécessité d'une bonne compréhension non seulement des différents paramètres caractérisant un PM mais aussi de leurs éventuelles corrélations. La variation des caractéristiques avec la taille du PM peut fournir des informations importantes en découplant les phénomènes liés à l'optique d'entrée (photocathode et champ de collection) de ceux liés au multiplicateur. C'est dans cet esprit que nous avons réalisé des mesures sur des PM de 5, 8 et 10 pouces équipés du même multiplicateur standard. Les résultats principaux sont résumés au § A-6.6. Ces résultats nécessitent des confirmations par des mesures sur un plus grand nombre d'échantillons et une extension à des tailles plus importantes : 12 ou 13 pouces. Malgré ces réserves, on peut sans doute dire que la résolution en énergie (rapport P/V) est bien une propriété du multiplicateur (et surtout de sa première dynode) et donc indépendante de la taille, pourvu que la collection soit bien assurée dans l'optique d'entrée. Il est clair aussi que le courant d'obscurité à basse température est lié à la radioactivité du verre et à l'environnement (radioactivité ambiante et rayonnement cosmique) et que ce courant augmente comme le volume du verre. Par contre à température ambiante, le courant d'obscurité provient majoritairement de l'effet thermo électronique au niveau de la photocathode et augmente donc comme la surface de celle-ci. En ce qui concerne les post-impulsions, le taux augmente avec la taille du PM, mais ce taux est aussi corrélé à d'autres paramètres comme la sensibilité de photocathode ou le gain de la première dynode comme le montre la corrélation avec le rapport P/V. La résolution en temps (dispersion des temps de transit) est une propriété de l'optique d'entrée. Elle s'améliore avec le champ dans cette optique (accroissement de la tension) et se détériore avec la taille du PM : 1,6 ns pour 5 pouces et 4,3 ns pour 10 pouces avec la même surface d'éclairement et le même gain.

L'ensemble des résultats montre que le choix d'un PM reste toujours un compromis de caractéristiques techniques sans oublier, bien sur, les enjeux économiques qui seront sans doute déterminants dans les futures expériences à très grand nombre de photomultiplicateurs.

A-9 Bibliographie

- [a-1] Photonis, Avenue R. Roncier, B.P. 520, 19106 Brive Cedex, France, <http://www.photonis.com>
- [a-2] Hamamatsu Photonics K.K, <http://www.hamamatsu.com>
- [a-3] Electron Tube Limited, <http://www.electrontubes.com/>
- [a-4] S.O. Flyckt, C. Marmonier, *Photomultiplier tubes: Principles & Applications*, Photonis, 2002
- [a-5] Electron Tube Limited (ETL) brochure, *understanding photomultiplier*, <http://www.electrontubes.com/pmt/understanding.html>
- [a-6] J.P. Ballini, *Spectres d'impulsions à "un photoelectron" des photomultiplicateurs*, Nucl. Instrum. Methods Physics A 116 (1974) 109-121
- [a-7] E.H. Bellamy et al, *Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier*, Nucl. Instrum. Methods Physics A 339 (1994) 468-476
- [a-8] A.G. Wright, *An investigation of photomultiplier background*, Technical report from ETL, RP/075, <http://www.electrontubes.com/info/papers.html>
- [a-9] A.G. Wright, *Sources of noise in photomultipliers*, Technical report from ETL, RP/068, <http://www.electrontubes.com/info/papers.html>
- [a-10] A.G. Wright, *Effect of radioactivity in photomultipliers for sensitive instrument*, Technical report from ETL, RP/082, <http://www.electrontubes.com/info/papers.html>
- [a-11] R.M. McAlpine, *Photomultipliers for low background applications*, Technical report from ETL, RP/091, <http://www.electrontubes.com/info/papers.html>
- [a-12] B.K. Lubsandorzhiev et al, *Photoelectron backscattering in vacuum tube*, Nucl. Instrum. Methods Physics A, in press
- [a-13] O. Smirnov, *Precision measurements of timing characteristics of the 8" ETL9351 series photomultiplier*, arXiv:physics/0403029
- [a-14] G.A. Morton, H.M. Smith and R. Wasserman, *Afterpulses in photomultipliers*, Trans. IEEE NS-14 (1), 443-8 (1967)
- [a-15] P.B. Coates, J. Phys. D : Appl. Phys., vol 6, 1159 (1973)
- [a-16] P.B. Coates, *A theory of afterpulse formation in photomultipliers and the prepulse height distribution*, J. Phys. D : Appl. Phys., vol 6, 1862 (1973)

- [a-17] H. Ehthardt, K.H. Hesselbacher, K. Jung, M. Shulz, T. Tekaats and K. Willman, Z. Phys. 244, 254-7 (1971)
- [a-18] S. Torre, T. Antonioli and P. Benetti, *Study of afterpulse effects in photomultiplier*, Rev. Sci. Instrum. 54 (12), December 1983
- [a-19] P.C. Bosetti for the DUMAND Collaboration, *DUMAND status report*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 48 (1996) 466-468
- [a-20] I.A. Belolaptokov et al, for the BAIKAL Collaboration, Astropart. Phys. 7 (1997) 263
- [a-21] B.K. Lubsandorzhiev, *Photodetectors of Lake Baikal Neutrino Experiment and Tunka Air Čerenkov Array*, Nucl. Instrum. Methods Physics A, 442 (2000) 368-373
- [a-22] E.Andres & al, for the AMANDA Collaboration, *The AMANDA neutrino telescope : principle of operation and first results*, Astropart. Phys. 13 (2000) 1-20
- [a-23] J. Ahrens et al, for the AMANDA Collaboration, Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 071102
- [a-24] K. Hanson, U.W. Madison, *IceCube phototube requirements*, 2003-02-10
- [a-25] J. Ahrens et al, for the Ice Cube Collaboration, *Preliminary design report*, 2001, disponible sur http://icecube.wisc.edu/pub_and_doc/9000-0010.curr.pdf
- [a-26] ANTARES Collaboration, *Technical design report, 2001*, disponible sur <http://antares.in2p3.fr/Publications/TDC/v1r0>
- [a-27] S. Basa, *Photomultipliers activity inside the ANTARES project*, Nucl. Instrum. Methods Physics A, 442 (2000) 02-98
- [a-28] E.G. Anassontzis et al, *The optical module for the NESTOR neutrino telescope*, Nucl. Instrum. Methods Physics A, 479 (2002) 439-455
- [a-29] K.F. Grieder et al, for the NESTOR Collaboration, Nuovo Cimento C 24 (2001) 951
- [a-30] M. S. Musumeci, *Construction and deployment issues for a km underwater detector: The NEMO experience*, Nucl. Instrum. Methods Physics A, in press
- [a-31] P. Piatelli et al, for the NEMO Collaboration, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 143 (2005) 359
- [a-32] J. Boger et al, *The Sudbury Neutrino Telescope*, Nucl. Instrum. Methods Physics A, 449 (2000) 172-207
- [a-33] C.J. Jillings et al, *The photomultiplier tube testing facility for the Sudbury Neutrino Observatory*, Nucl. Instrum. Methods Physics A (1996) 421-429
- [a-34] B.T. Fleming et al, *Photomultiplier tube testing for the MiniBooNE experiment*, <http://www-boone.fnal.gov/slides/talks/proceeding/bfleming/IEEE-01.pdf>
- [a-35] S.J. Brice et al, *Photomultiplier tubes in the MiniBooNE experiment*, Nucl. Instrum. Methods Physics A 562 (2006) 97-109

- [a-36] Ranucci et al, *Performances of the photomultiplier EMI9351 for underground physics application*, Nucl. Instrum. Methods Physics A, 333, Issue 2-3 (1993), 533-559
- [a-37] Ianni et al, *The measurement of 2200 ETL 9351 type photomultipliers for the Borexino experiment with the photomultiplier testing facility at LNGS*, Nucl. Instrum. Methods Physics A 537 (2005) 683-697
- [a-38] W. Jiang, *Pulse measurement for the 17-inches KamLAND photomultiplier tube*, Phd at the University of Tennessee, Knoxville, (august 2002), <http://vlsi1.engr.utk.edu/~wjiang/pmt.pdf>
- [a-39] A. Suzuki, *Improvement of 20 in. diameter photomultiplier tube*, Nucl. Instrum. Methods Physics A, 329 (1993) 299-313
- [a-40] H. Kume et al, *20 inch diameter photomultiplier*, Nucl. Instrum. Methods Physics A, 205 (1983) 443-449
- [a-41] A. Tripathi, *A systematic study of large PMTs for the Pierre Auger Observatory*, Nucl. Instrum. Methods Physics A, 497 (2003) 331-339
- [a-42] Pierre Auger Observatory, *Technical Design Report*, 12 March 2004, <http://tdpc01.fnal.gov/auger/org/tdr/index.html>
- [a-43] Auger North R&D Meeting, Michigan (6-8 June 2006) http://www.edopp.mtu.edu/auger_north_rd_meeting.htm
- [a-44] KM3NET, <http://km3net.org>
- [a-45] A. Bersani, *Development of direction sensitive and large effective area photodetectors*, workshop VLVvT, NIKHEF, Amsterdam, October 5-8, 2003, <http://www.vlvnt.nl/>
- [a-46] M. Shiozawa, *Study of 1 megaton water Čerenkov detectors for the future proton decay search*, Workshop in next generation nucleon decay and neutrino detector (NNN99), Stony Brook, (1999) 23-25, <http://ale.physics.sunysb.edu/nngroup/NNN99/>
- [a-47] K. Nakamura, *Next generation water Čerenkov detectors hyper Kamiokande*, Neutrinos and Implications for Physics beyond the Standard Model, Stony Brook, October 11-13 2002, <http://insti.physics.sunysb.edu/ITP/conf/neutrino.html>
- [a-48] C.K. Jung, *UNO as a neutrino superbeam far detector*, workshop APS nu study at BNL, mars 4 2004, <http://nngroup.physics.sunysb.edu/nngroup/pub/whitepaper.ps>
- [a-49] D. Casper, *UNO : a next generation detector for nucleon decay and neutrino physics*, New initiatives in lepton flavour violation and neutrino oscillations with very intense muon and neutrino sources, Hawai (USA), October 2-6 2000, http://ale.physics.sunysb.edu/nngroup/uno/uno_talks/
- [a-50] J. Bouchez, *Project of a Megaton-scale experiment at Fréjus*, Next Generation of Nucleon Decay and Neutrino Detectors workshops, Aussois, France 2005, <http://nnn05.in2p3.fr/>

- [a-51] L. Mosca, *A European megaton project at Fréjus*, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 138 (2005) 203-205
- [a-52] J. Pouthas, *Large photodetectors developments in Europe*, Next Generation of Nucleon Decay and Neutrino Detectors workshops, Aussois France, 2005, <http://nnn05.in2p3.fr/>
- [a-53] INFN Torino, <http://www.to.infn.it/activities/experiments/auger/sdweb/index.html>
- [a-54] Nichia Corporation, http://www.nichia.co.jp/specification/led_lamp/NSPB310A-E.pdf
- [a-55] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, ed Wiley (1989) p121
- [a-56] Service RDD IPN d'Orsay, <http://ipnweb.in2p3.fr/~rdd/accueil.html>
- [a-57] B. Bengston, M. Moszynski, *Energy transfert and light collection characteristics for different types of plastic scintillators*, Nucl. Instrum. Methods Physics A 117 (1974) 227-232
- [a-58] T. Batsch et al, *Timing properties of a ZnO(Ga) scintillator (NE843)*, Nucl. Instrum. Methods Physics A 125 (1975) 443-446
- [a-59] Photonis, *spécification XP2020*, <http://www.photonis.com/briv/spec/PDF/XP2020.PDF>
- [a-60] M. Moszynski, *Prospect for new fast photomultipliers*, Nucl. Instrum. Methods Physics A 337 (1993) 154-164
- [a-61] J. Pouthas et al, *Intrinsic time resolution of detectors in a time-of-flight spectrometer*, Nucl. Instrum. Methods Physics A 161 (1979) 331-337
- [a-62] Photonis, *spécification XP1806*, <http://www.photonis.com/briv/spec/PDF/XP1806.PDF>
- [a-63] A.T. Young, *Cosmic ray induced dark current in photomultipliers*, Rev. Sci. Inst., vol 37 (1966) 1472-80
- [a-64] L. Roderick, *Effects of high energy radiations on noise pulses from photomultiplier tubes*, Rev. Sci. Inst., Vol 38 (oct 1967) 1387-94
- [a-65] Particle Physics Booklet, <http://pdg.lbl.gov> (2004) p223
- [a-66] Photonis, *specification XP4512*, <http://www.photonis.com/briv/spec/PDF/XP4512.PDF>
- [a-67] F. de la Barre, *Influence of transit time differences on photomultiplier time resolution*, Nucl. Instrum. Methods Physics A 102 (1972) 77-86
- [a-68] C. Fontaine et P. Lavoute, *PMTs for km^3 neutrino detector*, II International Workshop on Very Large Volume Neutrino Telescope, Catania, novembre 2005, <http://www.vlvnt2.it/>
- [a-69] Photonis, *specification XP1805*, <http://www.photonis.com/briv/spec/PDF/XP1805.PDF>
- [a-70] G. Ranucci & al, *Performances of the photomultiplier Philips XP 1802 for underground physics applications*, Nucl. Instrum. Methods Physics A 330 (1993) 276-284

- [a-71] B. Génolini & al, *Low Power high dynamic range photomultiplier bases for the Surface Detectors of the Pierre Auger Observatory*, Nucl. Instrum. Methods Physics A 504 (2003) 240-244
- [a-72] V.M. Aynutdinov & al, *Tests of pre-production LED flashers*, Auger technical note, GAP 2002-030
- [a-73] F. Suarez, Réunion de collaboration de l'Observatoire Pierre Auger, mars 2004, <http://www.auger.unam.mx/events/malargue-2004-03/transparencies/>
- [a-74] B. Génolini & al, *Effects of the temperature and of the Earth's magnetic field*, Auger technical note, GAP 2003-017
- [a-75] A. Tripathi & al, *Effect of Earth's Magnetic Field on Production Photonis PMTs*, Auger technical note, GAP 2002-013
- [a-76] PMT laboratory, Malargüe Argentine, <http://pmtlab.auger.org.ar/pmt/index2.php>
- [a-77] D. Barnhill & al, *Results of testing pre-production PMTs for the Surface Detector in the new PMT Test Facility in Malargüe*, Auger technical note, GAP 2003-037
- [a-78] D. Dornic, B. Génolini, C. Moussant, T. Nguyen Trung, J. Pouthas, *Characterisation of improved Photocathode in Large Hemispherical Photomultiplier*, Nucl. Instrum. Methods Physics A, in press

Deuxième partie
B
Etalonnage des détecteurs de surface et
analyse des gerbes horizontales de
l'Observatoire Pierre Auger

*« La science remplace du visible compliqué par de l'invisible simple »
Jean Perrin*

B-1 Introduction

L'existence de particules d'énergie extrême de l'ordre de 10^{20} eV constitue depuis plus de cinquante ans une des questions les plus intrigantes et passionnantes de la physique contemporaine. Ni les nombreux travaux théoriques, ni les quelques rares observations n'ont permis de percer totalement le « mystère » des rayons cosmiques d'ultra haute énergie (UHECR). Dans cette introduction, nous présenterons un résumé succinct de la physique des UHECR connue avant l'expérience Pierre Auger.

L'étude des rayons cosmiques est née il y a environ un siècle et a permis de faire des avancées aussi bien en physique des particules qu'en astrophysique. Au début du vingtième siècle, des physiciens ont remarqué que les électroscopes se déchargeaient même en l'absence de source radioactive et que ce phénomène s'accroissait avec l'altitude. En 1912, Victor Hess apporta la preuve avec plusieurs expériences en ballon que les rayons incriminés étaient d'origine extra-terrestre. Ce rayonnement ionisant fut baptisé en 1926 « rayons cosmiques » par Millikan. Pierre Auger et ses collaborateurs en 1938 [b-1][b-2] marquèrent l'histoire des rayons cosmiques. En mesurant le taux de coïncidences entre plusieurs compteurs Geiger-Muller distants de plusieurs dizaines de mètres à 3500 m d'altitude dans les Alpes, ils se sont aperçus que le taux de coïncidences bien que diminuant fortement avec la distance entre les détecteurs restait toujours au dessus du taux de fortuites. Par analogie avec les résultats de physique des particules, Pierre Auger a émis l'hypothèse que ces particules détectées au sol, sous forme de gerbe atmosphérique, n'étaient autre que les particules secondaires produites par l'interaction d'une seule particule avec l'atmosphère. En comparant les empreintes au sol, il estima l'énergie du primaire à plus d'un million de GeV. Ce résultat marque la première détection d'un rayon cosmique de haute énergie. Jusqu'au début des années 1950, l'étude des rayons cosmiques a permis de découvrir de nombreuses particules comme le positon (Anderson, 1932), le muon (Anderson, 1938), les pions (Powell, 1947) et ainsi faire grandement avancer la connaissance en physique des particules.

Les rayons cosmiques sont généralement caractérisés par trois observables : leur spectre en énergie (distribution du nombre d'événements observés en fonction de l'énergie), leur distribution angulaire et leur composition. Pendant plus de 50 ans, les rayons cosmiques ont été mesurés par de nombreuses expériences sur plusieurs ordres de grandeur en énergie. La caractéristique la plus impressionnante est sans nul doute le spectre en énergie (Figure B-1) : il s'étend sur plus de 32 ordres de grandeur en flux et sur 12 décades en énergie. En regardant ce spectre, ce qui frappe est son extraordinaire régularité qui semble indiquer un mécanisme universel à l'origine de l'accélération et de l'émission des rayons cosmiques. Son évolution peut être décrite comme une simple loi de puissance avec un indice spectre voisin de 2.7.

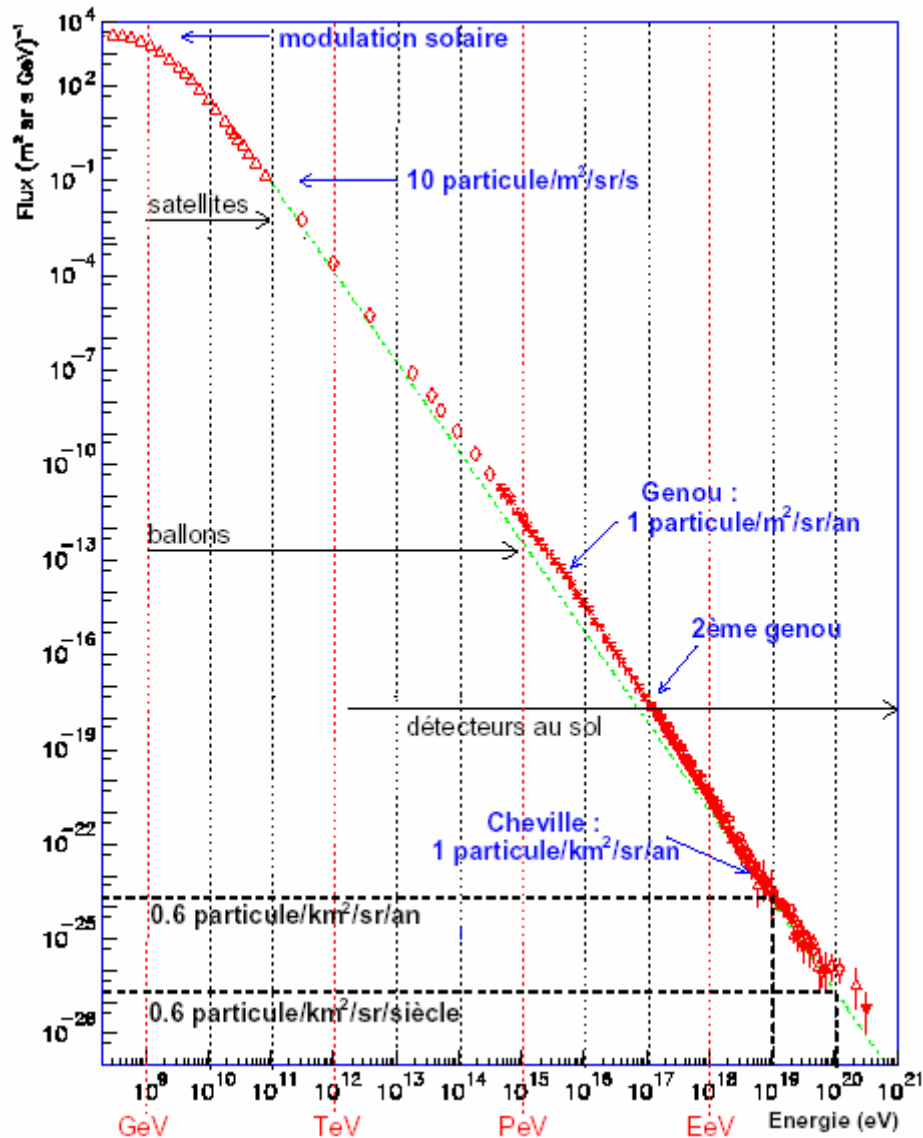


Figure B-1 : Spectre en énergie des rayons cosmiques : flux différentiel en $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{GeV}^{-1}$ en fonction de l'énergie. La ligne pointillée représente une loi de puissance avec un indice spectral de 2.7.

Lorsqu'on observe de plus près ce spectre, on remarque clairement plusieurs brisures :

- La modulation solaire à basse énergie (quelques centaines de MeV à quelques GeV). Les champs magnétiques du vent solaire repoussent les particules pas assez énergétiques. On observe une modulation du flux sur une échelle d'environ 11 années, ce qui correspond à un cycle solaire.

- Le « genou » vers $3 \text{ à } 5 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ où la pente passe d'environ 2.7 à environ 3.0.
- Le « second genou » vers $5 \cdot 10^{17} \text{ eV}$, où la pente devient environ 3.3.
- La « cheville » vers $3 \cdot 10^{18} \text{ eV}$, où la pente diminue autour de 2.7 à 3.0.

La région du « genou » a été intensivement mesurée par l'expérience KASCADE [b-3]. L'origine de cette cassure est encore très controversée. Les hypothèses généralement avancées pour l'expliquer sont basées sur : une modification des conditions de propagation des rayons cosmiques (notamment le temps de confinement), ou un changement de nature ou une source astrophysique dans notre voisinage qui ajouterait une contribution à cet endroit précis. La rupture de pente à la cheville peut être expliquée plus naturellement comme le passage d'une

composante dominante à basse énergie à une autre, de pente plus faible, finissant par dominer à haute énergie. Cette transition est généralement interprétée comme le passage d'une origine galactique des rayons cosmiques à extragalactique. La présence de ces brisures sur le spectre rend difficile son interprétation de l'origine des rayons cosmiques en terme de phénomène physique unique (ou source unique).

La Figure B-2 montre le spectre en énergie à partir de $10^{17.5}$ eV mesuré par plusieurs expériences. En 2004, la majeure partie des données à ultra haute énergie provenait des expériences AGASA [b-4] et HiRes [b-5]. Moins d'une vingtaine d'événements d'énergie supérieure à 10^{20} eV ont été détectés pendant plus de 30 années de recherche. La situation expérimentale aux énergies extrêmes est actuellement assez confuse.

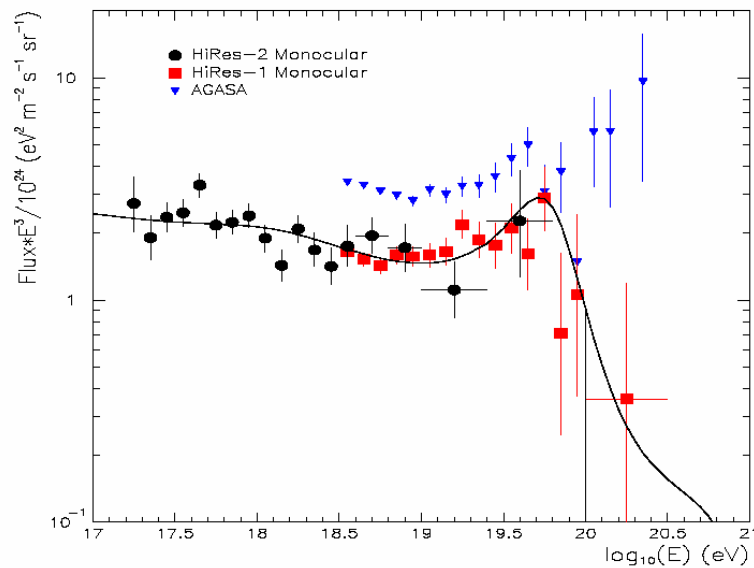


Figure B-2 : Spectre des rayons cosmiques d'ultra haute énergie : flux différentiel multiplié par E^3 mesuré par les expériences HiRes 1 (rond), HiRes 2 (carré) et AGASA (triangle). La courbe noire représente les prédictions d'un modèle incluant la coupure GZK (adapté aux données de HiRes).

En comparant les spectres d'AGASA et HiRes, ce qui frappe est que les deux expériences n'ont visiblement pas le même étalonnage en énergie : les énergies estimées par AGASA sont systématiquement plus grande de 20 à 30 % que celles d'HiRes. Cette systématique peut s'expliquer par les incertitudes expérimentales relatives aux différentes techniques de détection des deux expériences. Un tel écart permet d'expliquer pourquoi le flux des UHECR vu par HiRes apparaît plus faible que celui vu par AGASA. Jusqu'à $10^{19.5}$ eV, la forme du spectre est relativement bien déterminée. L'expérience HiRes semble observer une diminution du flux à très haute énergie, ce que ne confirme pas la collaboration AGASA. Cependant, on doit rester prudent sur l'interprétation de ces résultats expérimentaux car la statistique accumulée est loin d'être suffisante et les erreurs systématiques liées à l'étalonnage des expériences ne sont pas totalement maîtrisées. L'existence de cette coupure dans le spectre en énergie a été prédite théoriquement dans le cas des protons ou des noyaux par Greisen [b-6], Zatsepin et Kuzmin [b-7] dans les années 60. Les rayons cosmiques à ces énergies interagissent avec les photons du fond de rayonnement cosmologique (CMB) par photo production de pions. Il en résulte une limitation drastique de la distance que peuvent parcourir les UHECR : de l'ordre de quelques dizaines de Mpc pour les énergies supérieures à 10^{20} eV. Une réduction du flux est donc attendue au dessus d'environ $7 \cdot 10^{19}$ eV, cette coupure est généralement appelée « GZK » en l'honneur des trois physiciens qui l'ont prédite. Si cette

coupure est confirmée dans le futur, cela renforcera l'idée de l'origine astrophysique des UHECR. Entre 10^{17} et 10^{19} eV, les données de l'expérience HiRes [b-8], en comparant l'évolution de la profondeur du maximum de développement des gerbes avec les prédictions des simulations, semble indiquer une composition légère (plutôt des protons). Cette observation a été confirmée par l'expérience AGASA [b-9] en étudiant la fraction de muons dans les gerbes.

La deuxième observable très importante est la distribution angulaire des UHECR. Les rayons cosmiques étant principalement composés de particules chargées, ils sont déviés par les champs magnétiques au cours de leur propagation et donc leur direction ne pointe pas directement vers leurs sources. A très haute énergie ($E > 10^{19}$ eV), les déviations magnétiques pourraient être suffisamment faibles pour permettre de voir la contribution de sources individuelles. L'étude de la direction d'arrivée des UHECR permet de rechercher directement les sources astrophysiques et de contraindre les valeurs des champs magnétiques galactiques et extra galactiques. L'expérience AGASA a publié en 1999 [b-10] un triplet et deux doublets parmi les 47 d'événements au dessus de $4 \cdot 10^{19}$ eV avec une probabilité fortuite très faible (Figure B-3). Cette observation n'a pas été confirmée par l'expérience HiRes. Jusqu'à présent, la distribution des directions d'arrivée est compatible avec l'isotropie.

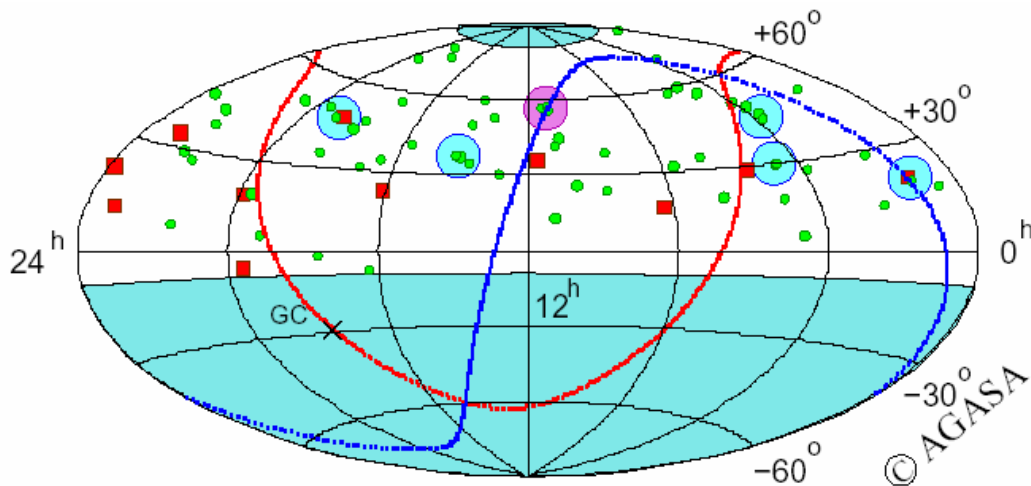


Figure B-3 : Carte des événements AGASA de plus haute énergie. Disques vert : $40 < E < 100$ EeV ; Carrés rouges : $E > 100$ EeV. Malgré la statistique limitée, le nombre anormal d'amas de 2 ou 3 événements, entourés par des cercles sur la figure, pourrait indiquer la présence de sources. Noter en particulier le triplet situé dans le plan super galactique (cercle rose) [b-10].

A ce jour, la question de l'origine des rayons cosmiques à très haute énergie est toujours ouverte. De nombreuses théories ont été avancées et sont généralement classées en deux familles :

1) Les modèles « bottom-up » : les rayons cosmiques sont accélérés à partir de particules de basse énergie du plasma situé dans des objets astrophysiques magnétisés. Les mécanismes de l'accélération les plus évoqués sont les processus électrostatiques et de Fermi (accélération par changement de référentiel dans les nuages magnétiques) [b-11][b-12]. Seuls les objets les plus violents pourraient être la source des UHECR. Parmi les candidats les plus sérieux, on peut citer les noyaux actifs de galaxies (AGN), les étoiles à neutron, les sursauts gamma.

2) Les modèles « top-down » : les rayons cosmiques sont issus de mécanismes plus exotiques basés sur de la physique hors du modèle standard. De tels modèles ont été développés pour plusieurs raisons : aucun des objets astrophysiques présentés ci-dessus ne permettent de dépasser facilement la barre des 10^{20} eV (il faut généralement pousser les paramètres à l'extrême) ; la plupart des modèles « bottom-up » seraient mis en défaut dans l'hypothèse où la coupure GZK ne serait pas observée ; il est légitime d'imaginer de la « nouvelle physique » pour décrire des particules dont l'énergie ($\sim 10^{11}$ GeV) est à mi-chemin entre la masse de Planck $\sim 10^{19}$ GeV) et le TeV. Deux modèles principaux ont été développés : la désintégration ou l'annihilation de particules reliques de l'Univers ancien, de masse supérieure à 10^{10} GeV et dont la durée de vie doit forcément être comparable ou plus grande que l'âge de l'Univers et les défauts topologiques qui sont des produits génériques des brisures de symétrie ayant lieu dans l'Univers primordial dans le cadre des théories de grande unification. Ces modèles sont caractérisés par une production de photons et de neutrinos.

Le premier chapitre de cette partie (§ B-2) nous permet d'aborder la physique des gerbes atmosphériques, l'utilisation des propriétés de ces gerbes pour la reconstruction des rayons cosmiques et de décrire en détail l'Observatoire Pierre Auger.

Le deuxième chapitre (§ B-3) aborde les études de la réponse des détecteurs Čerenkov à eau du réseau de surface aux particules de la gerbe qui les traversent en particulier les muons. Ces études sont cruciales pour la reconstruction de l'énergie des gerbes et pour l'étalonnage des détecteurs. Pour cela, des mesures ont été faites avec plusieurs détecteurs tests et les résultats de ces mesures ont été comparés aux prédictions de simulations.

On trouve dans le chapitre § B-4 une description détaillée de la procédure d'étalonnage des détecteurs du réseau de surface utilisée à l'heure actuelle pour définir les seuils de déclenchement et les relations de conversion des signaux des photomultiplicateurs en équivalent énergie. Dans ce chapitre est également abordée la définition des différents niveaux de déclenchement utilisés pour rejeter le bruit de fond important (~ 3 kHz) et ne garder que les événements physiques (quelques centaines d'événements par jour).

Enfin dans la dernière partie (§ B-5), on trouve une étude complète des gerbes hadroniques sous incidence rasante. Une méthode de sélection des événements et des stations de ces événements a été mise en place en utilisant les propriétés très particulières de ces gerbes et son efficacité a été comparée à celle des différents critères de sélection existants. Une procédure d'estimation de l'énergie basée sur des simulations MonteCarlo et sur des mesures de muons inclinés réalisées sur un détecteur test a été établie. Cette procédure prend en compte les effets géomagnétiques qui deviennent prépondérants et qui influent sur la propagation de la cascade de particules. Nous montrerons aussi que l'analyse de ces gerbes est très importante car elle permet de tester directement la physique des gerbes et en particulier les modèles hadroniques en analysant le contenu en muon. Cette procédure a été appliquée aux deux ans de données d'Auger pour déterminer le spectre en énergie des événements horizontaux. Pour finir nous évoquerons comment l'Observatoire Pierre Auger peut détecter les neutrinos d'origine astrophysique.

B-2 Détection des gerbes atmosphériques par l'Observatoire Pierre Auger

A l'heure actuelle, les méthodes expérimentales utilisées pour détecter les rayons cosmiques dans un domaine d'énergie donnée sont principalement conditionnées par leur flux. Jusqu'à une énergie d'environ 100 TeV, le flux est suffisant pour que les rayons cosmiques soient détectés directement par des détecteurs embarqués sur des satellites ou des ballons sondes. Au-delà, le flux est tellement faible que la détection directe devient impossible. La seule solution est de détecter le grand nombre de particules secondaires produites lors de l'interaction du rayon cosmique (ou primaire) avec les atomes de l'atmosphère. Cette cascade de particules secondaires est généralement appelée « gerbe atmosphérique ». A titre d'exemple, une gerbe initiée par un proton avec une énergie de 10^{20} eV produit plus de 10^{11} particules secondaires réparties sur une surface d'environ 30 km². Les caractéristiques des gerbes atmosphériques sont décrites dans la première sous partie.

Il y a deux techniques majeures de détection des rayons cosmiques ultra énergétiques : la détection au sol des particules secondaires par des réseaux de détecteurs ou la détection de la lumière de fluorescence émise par les molécules de l'air excitées par le passage des particules secondaires. Les avantages et les inconvénients de ces deux techniques sont présentés dans la deuxième sous partie. Une troisième technique de détection très prometteuse basée sur l'émission radio des gerbes atmosphériques a été remise au goût du jour et fait actuellement l'objet de recherche et développement. Deux expériences CODALEMA [b-28] et LOPES [b-29] tentent d'utiliser cette technique pour la reconstruction des gerbes atmosphériques de très haute énergie.

Les deux dernières sous parties sont consacrées à la description détaillée du détecteur hybride Pierre Auger utilisant simultanément les deux techniques citées ci-dessus. A l'heure actuelle, l'Observatoire Pierre Auger est le plus grand détecteur de rayons cosmiques de très haute énergie ($>10^{19}$ eV) et depuis début 2005, est un des seuls à prendre des données.

B-2.1 Développement des gerbes atmosphériques

B-2.1.1 Développement d'une gerbe atmosphérique

Les rayons cosmiques dissipent leurs énergies dans l'atmosphère en produisant des cascades de particules secondaires. Le développement d'une gerbe atmosphérique (nombre et répartition des particules secondaires au sol) dépend de l'énergie et de la nature du primaire. La Figure B-4 montre une vision schématique du développement d'une gerbe hadronique. Un primaire hadronique (proton ou noyau) interagit avec les atomes de la haute atmosphère en produisant une cascade de pions (π^\pm , π^0) et de kaons (K^\pm , K^0). Les kaons en se désintégrant alimentent la composante de pions aussi bien chargés que neutres. Le reste du noyau primaire, les fragments de l'atome cible et les mésons forment la composante hadronique de la gerbe qui est négligeable au sol.

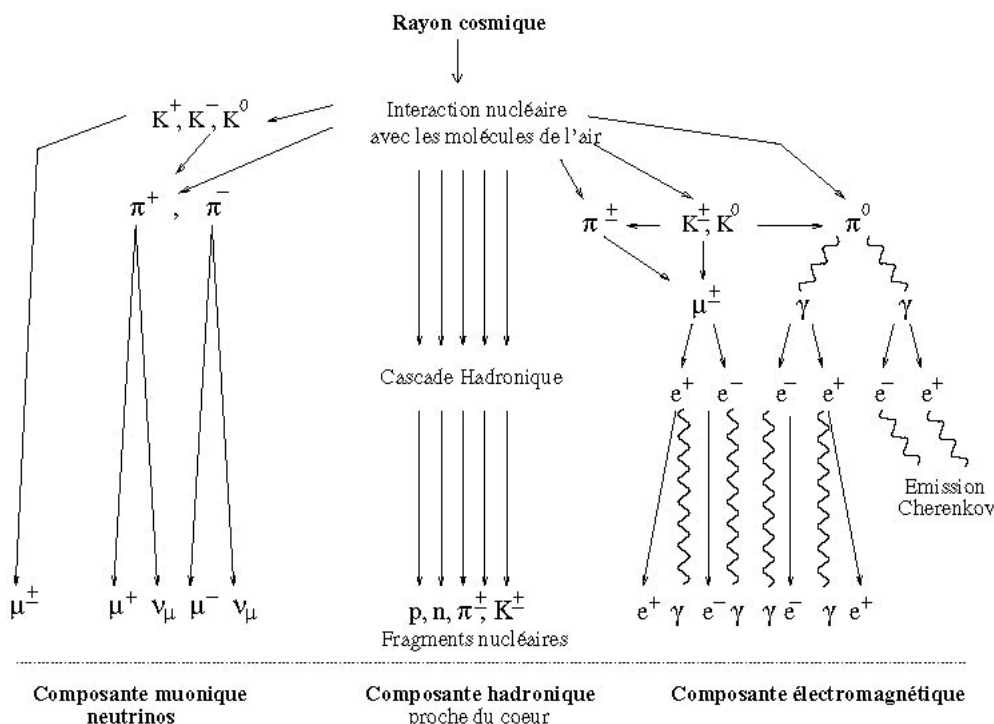


Figure B-4 : Schéma d'une cascade hadronique avec ses trois composantes: électromagnétique, muonique et hadronique.

Les pions neutres se désintègrent en deux photons qui vont chacun initier une cascade électromagnétique. Le photon de haute énergie interagit avec les atomes de l'atmosphère en créant une paire e^+e^- . Ces leptons vont rayonner des photons par Bremsstrahlung ou faire de la diffusion multiple ou perdre leur énergie par ionisation ou excitation des atomes du milieu. Les photons créés vont à leur tour créer des paires e^+e^- . La longueur d'interaction dans l'atmosphère des électrons et des photons est approximativement la même ($X_0 \sim 37 \text{ gcm}^{-2}$). Le nombre de particules dans une cascade électromagnétique augmente de manière exponentielle jusqu'à un maximum puis diminue. Le maximum de développement de la gerbe est atteint pour une profondeur d'atmosphère notée X_{max} . Le nombre maximum de particules dans la gerbe varie linéairement avec l'énergie du primaire tandis que X_{max} varie en première approximation comme le logarithme népérien de l'énergie. Les électrons, les positons et les photons vont former la composante électromagnétique qui emporte environ 90 % de l'énergie de la gerbe. Les cascades électromagnétiques ont une portée typique de l'ordre de 2 atmosphères.

Les pions chargés après avoir perdu une partie de leur énergie par émission radiative et par interaction forte avec les atomes du milieu se désintègrent en muons et neutrinos. A ces énergies, les muons perdent essentiellement leur énergie par ionisation (environ 2 MeV/g.cm^{-2}). Les muons les plus énergétiques vont pouvoir directement atteindre le sol tandis que les autres se désintègrent en émettant un électron et des neutrinos. La distribution de muons au sol est très dépendante des premières interactions contrairement à la composante électromagnétique. La majorité des muons restent collimés le long de l'axe de la gerbe tandis que les électrons peuvent diffuser tout le long du développement transversalement par rapport à l'axe. Le nombre total de particules secondaires se répartit en 90 % de photons, 9 % d'électrons et le reste de muons (la composante hadronique est négligeable).

Lorsque l'angle zénithal est plus grand que 70° , on parle de gerbes horizontales. Les caractéristiques de ces gerbes ainsi que celles initiées par des neutrinos seront discutées dans la partie B-5 .

B-2.1.2 Caractérisation d'une gerbe atmosphérique

La géométrie d'une gerbe est décrite par trois paramètres clefs: l'axe, le cœur et le front. L'axe est une droite qui correspond à la direction du primaire s'il n'avait pas interagi. Le développement de la cascade se fait autour de cet axe. Le cœur est défini comme le point d'intersection de l'axe de la gerbe avec le sol. Le front désigne l'ensemble des particules secondaires se propageant à une vitesse proche de celle de la lumière. On peut modéliser le front par une surface courbée. Le front de la gerbe est courbé parce que les particules loin du cœur sont les plus retardées par un plus grand nombre de diffusions. L'épaisseur du front est due à la diffusion multiple des électrons. La courbure est un paramètre qui dépend de l'énergie, de la direction et de la nature du primaire.

Une gerbe est caractérisée par ses profils latéral et longitudinal. Le profil latéral correspond à la répartition du signal au sol en fonction de la distance à l'axe. L'étalement latéral de la gerbe est principalement dû à la diffusion multiple des électrons lorsqu'ils interagissent avec le champ coulombien des noyaux de l'atmosphère. Le graphe de gauche de la Figure B-5 présente le profil latéral de densité des électrons, des muons et des photons. Ces trois profils montrent que le nombre de particules décroît très rapidement avec la distance au cœur. Au sol, les photons et les électrons de basse énergie (environ quelques dizaines de MeV) sont les particules les plus nombreuses de plusieurs ordres de grandeur par rapport aux muons. La distribution latérale des muons est beaucoup plus plate que celles des électrons (faible interaction des muons avec l'atmosphère).

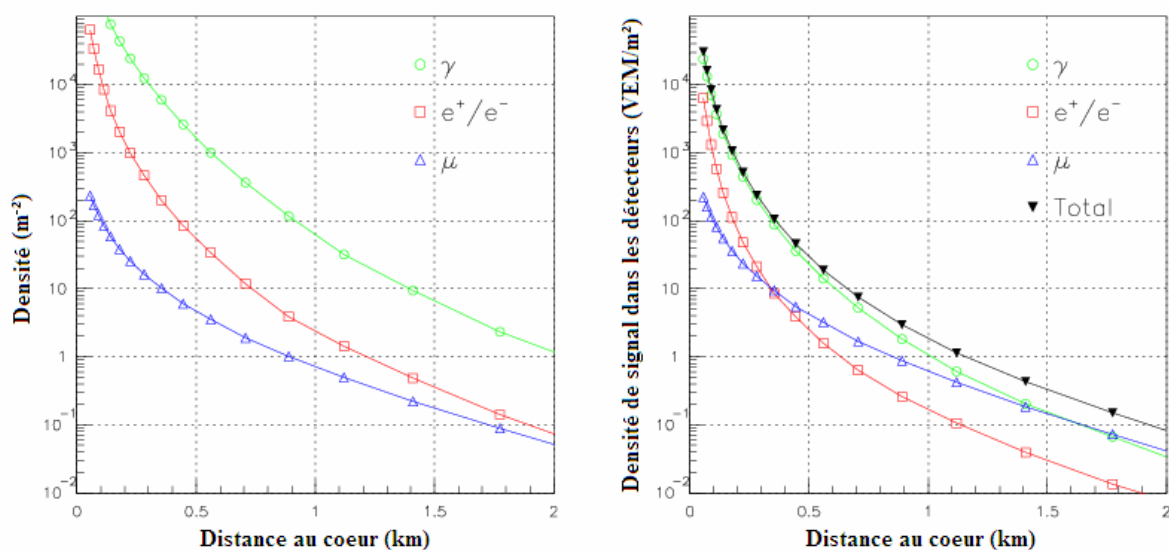


Figure B-5 : Graphe de gauche : profils latéraux des photons, des électrons et des muons obtenus par simulation d'un proton de 10^{19} eV. Graphe de droite : profils latéraux observés par les détecteurs à effet Čerenkov [b-14].

Le graphe de droite de la Figure B-5 présente les profils de densité de chaque composante pouvant être observés par les détecteurs à effet Čerenkov ont été obtenus en convoluant les profils de densité au sol par la réponse du détecteur. Il met en évidence la grande sensibilité de ce type de détecteur aux muons. A grande distance du cœur, la composante muonique est quasiment équivalente à la composante électromagnétique. L'analyse du profil latéral de densité est à la base de la reconstruction de l'énergie avec le réseau de surface. Ce profil est paramétré par une fonction analytique déterminée empiriquement appelée LDF pour «Lateral Distribution Function» dont les deux fonctions les plus généralement utilisées:

1) fonction de type NKG (Nishimura – Kamata – Greisen) [b-15] :

$$S(r) = A \left[\left(\frac{r}{r_s} \right) \left(1 + \frac{r}{r_s} \right) \right]^{-\beta}$$

où A est une constante de normalisation et β est la « pente » de la LDF. Ce dernier paramètre dépend de l'angle zénithal et de l'énergie du primaire.

2) fonction de type parabole log-log :

$$S(r) = 10^{\left(A + B \cdot \log\left(\frac{r}{r_0}\right) + C \cdot \left(\log\left(\frac{r}{r_0}\right) \right)^2 \right)}$$

où A est une constante de normalisation, B est l'équivalent de la « pente » de la fonction NKG et C est un paramètre dépendant aussi de l'angle zénithal et de l'énergie du primaire.

Le profil longitudinal désigne l'évolution du nombre de particules le long de sa trajectoire dans l'atmosphère. La Figure B-6 montre le profil longitudinal de la gerbe obtenu par simulation et les contributions de chaque type de particules. La forme du profil provient essentiellement de la composante électromagnétique et en particulier des photons. Le maximum du développement de la gerbe, noté X_{\max} dépend de l'énergie, de l'angle d'incidence et de la nature du primaire. Le profil peut être décrit analytiquement par la formule Gaisser-Hillas.

$$N(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} e^{-\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}}$$

dans laquelle X_0 désigne la profondeur atmosphérique de la première interaction et X_{\max} et N_{\max} représentent respectivement la profondeur atmosphérique et le nombre de particules au maximum de développement de la gerbe et λ est la longueur d'atténuation dans l'air ($\sim 70 \text{ g.cm}^{-2}$).

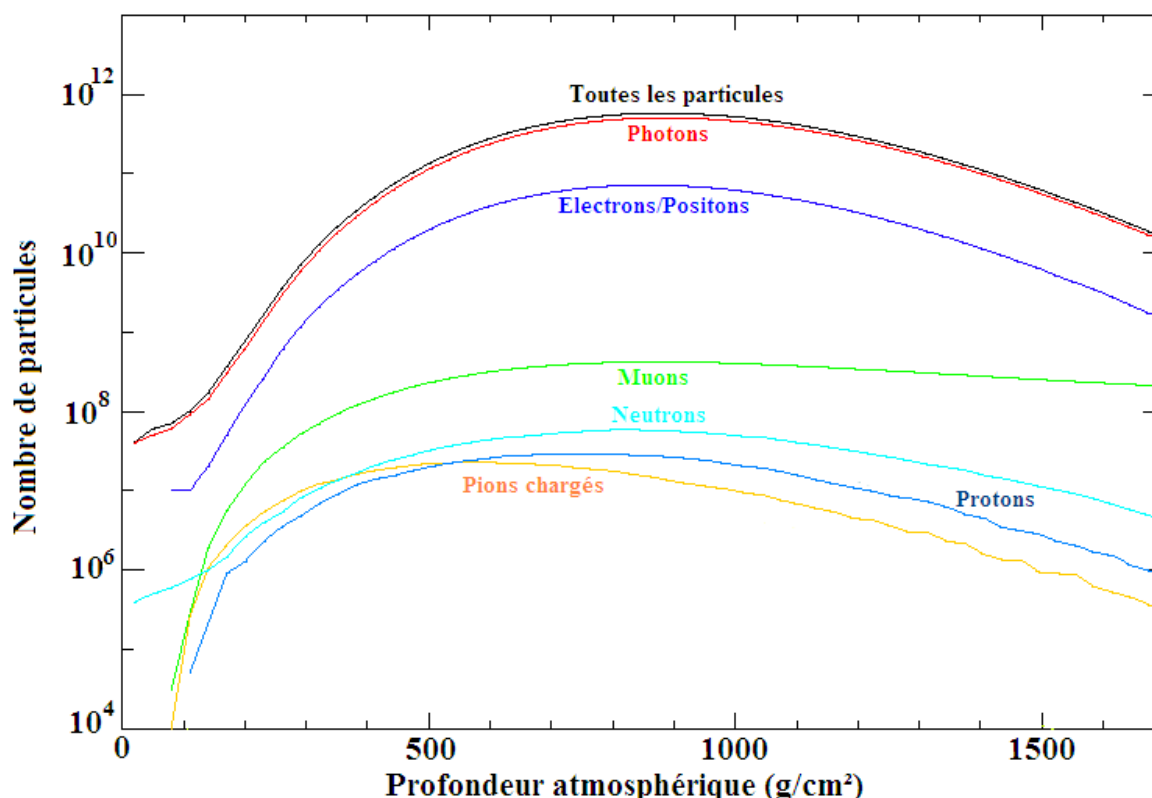


Figure B-6 : Nombre de particules en fonction de la profondeur atmosphérique traversée, pour une gerbe de proton ayant une énergie de 10^{20} eV et un angle zénithal de 60° simulée avec AIRES [b-14].

B-2.1.3 Simulation des gerbes atmosphériques

La simulation des gerbes constitue un maillon essentiel de l'étude des rayons cosmiques servant à mettre au point les algorithmes de reconstruction et à définir les observables permettant l'identification de la nature des primaires. La modélisation détaillée des gerbes atmosphériques nécessite des programmes de simulation complexes très « gourmands » en temps de calcul. Les deux programmes de simulation les plus fréquemment utilisés sont: AIRES [b-16] (AIR shower Extended Simulation) et CORSIKA (COsmic Ray Simulation for KAscade). CORSIKA [b-17] est actuellement utilisé par la Collaboration Auger pour la simulation des gerbes verticales (angle zénithal inférieur à 60°). Néanmoins AIRES présente l'avantage d'être beaucoup plus rapide et très modulaire et permet donc de faire des études spécifiques et est utilisé pour la simulation rapide de gerbes horizontales (voir partie B-5.2.1).

Le principe de la simulation est de suivre pas à pas toutes les particules tout le long du développement de la gerbe de la première interaction dans la haute atmosphère jusqu'au sol en intégrant tous les processus d'interaction (voir partie B-2.1.1). Le nombre de particules à suivre étant tellement important, on applique un algorithme de sélection («thinning» en anglais). Le principe est de suivre toutes les particules secondaires au dessus d'un certain seuil en énergie (fixé par l'utilisateur) et de ne sélectionner qu'une partie de celles en dessous en leur attribuant un certain poids statistique dépendant de l'énergie. Typiquement, seule une particule sur un million est traitée. Le programme de simulation détermine à partir du type de la particule, de son énergie le modèle d'interaction à prendre en compte. Ces simulations

utilisent des programmes externes pour générer les interactions hadroniques à basse et haute énergie et électromagnétiques.

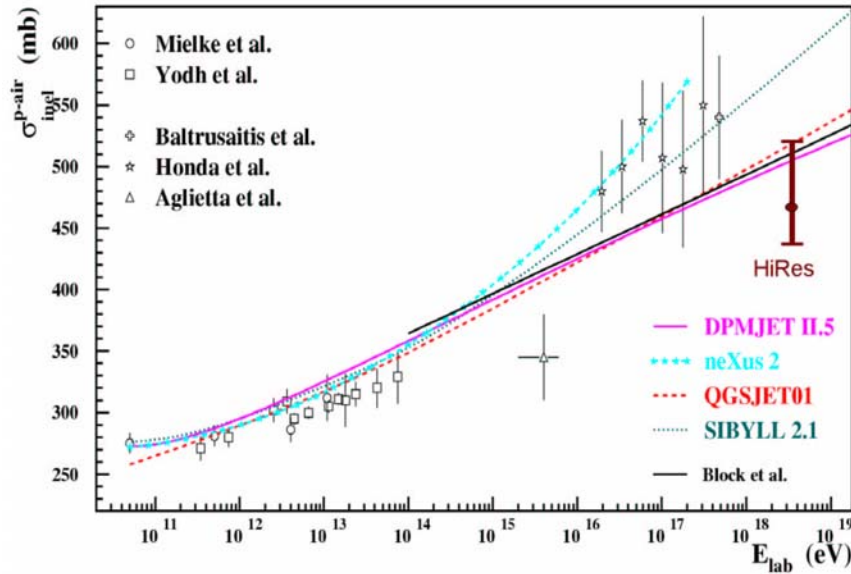


Figure B-7 : Comparaison entre les mesures de sections efficaces totales d'interaction inélastique proton - air mesurées par différentes expériences et les prédictions des modèles hadroniques les plus couramment utilisés [b-22].

Les interactions hadroniques de basse énergie (inférieure à quelques dizaines de GeV dans le centre de masse) sont simulées par des modèles dont les plus couramment utilisés sont GHEISHA [b-18] et FLUKA [b-19]. Ces modèles sont très bien contraints par les données expérimentales obtenues auprès d'accélérateurs. Les interactions hadroniques de haute énergie sont réalisées par des modèles qui extrapolent les sections efficaces sur plus de deux ordres de grandeur dans le centre de masse par rapport aux données des accélérateurs. Les deux modèles les plus connus sont SIBYLL [b-20] et QGSJET [b-21]. La Figure B-7 présente les prédictions des sections efficaces d'interaction inélastique proton - air des différents modèles. Ces modèles prédisent des sections efficaces très différentes à haute énergie, avec plus de 20 % d'écart. Un changement de la section efficace a des répercussions sur l'altitude de la première interaction et donc sur le développement de la gerbe. Les différences entre ces modèles peuvent aussi avoir une influence sur l'interprétation des résultats.

En attendant les futurs résultats de section efficace mesurés par le LHC, les incertitudes associées aux modèles hadroniques de haute énergie sont une source majeure d'erreurs systématiques dans la mesure de l'énergie et de la nature des primaires dont la reconstruction est dépendante de la simulation.

B-2.2 Principales méthodes de détection des gerbes atmosphériques

B-2.2.1 Réseau de surface

La première méthode de détection des gerbes atmosphériques est basée sur l'échantillonnage des particules secondaires par un réseau de détecteur au sol. Cette technique historique a été et est encore utilisée dans de nombreuses expériences comme Volcano Ranch [b-23], SUGAR [b-24], Haverah Park [b-25], Yakutsk [b-26] ou AGASA [b-4]. Plusieurs types de détecteur sont possibles : des scintillateurs, des détecteurs à effet Čerenkov ou des détecteurs de muons. La distance entre les détecteurs définit le seuil en énergie de l'expérience. La taille du réseau de détecteurs dépend du domaine d'énergie étudié. Une surface de 10^4 m² suffit pour étudier la région du genou, alors qu'il faut une surface d'environ 100 km² pour étudier la cheville. Cette méthode de détection a pour avantage d'avoir un cycle utile extrêmement élevé et une acceptance facilement contrôlable (la surface couverte est connue sans ambiguïté au dessus d'un certain seuil en énergie).

B-2.2.2 Détecteurs de fluorescence

La deuxième méthode de détection des gerbes consiste à mesurer la lumière de fluorescence émise par l'excitation des molécules d'azote de l'air par les électrons avec un réseau de télescopes au sol. Cette technique a été mise en œuvre dans les expériences Fly's Eye [b-27] et son successeur HiRes [b-5]. La mesure de l'énergie est dite « calorimétrique », c'est-à-dire que le nombre de photons UV détectés est directement proportionnel à l'énergie déposée dans l'atmosphère. L'avantage majeur de cette méthode est sa très faible dépendance aux modèles hadroniques et aux hypothèses de nature des primaires. Néanmoins, la mise en œuvre de cette technique nécessite une très bonne connaissance de l'atmosphère. La lumière de fluorescence est émise de façon isotrope, ce qui permet de voir les gerbes à des distances de plusieurs dizaines de kilomètres. La détection avec la lumière de fluorescence ne peut fonctionner que les nuits claires, sans lune, ce qui limite le cycle d'utilisation à environ 10 %.

B-2.3 Observatoire Pierre Auger

Le projet de l'Observatoire Pierre Auger [b-39] est né au début des années 1990 à l'époque où moins d'une dizaine d'événements avec une énergie supérieure à 10^{20} eV avaient été détectés. L'existence de ces rayons cosmiques de très haute énergie constituait un véritable mystère pour la communauté scientifique. Pour essayer de percer ce mystère, l'expérience Auger s'est fixée comme but de détecter les rayons cosmiques au delà de 10^{19} eV avec une grande statistique et d'avoir des données de bonne qualité (faibles erreurs systématiques) afin d'étudier en détail le spectre en énergie, la distribution des directions d'arrivée et la nature de ces particules. Le flux des rayons étant d'environ 1 particule par km² et par siècle dans cette gamme d'énergie, il faut que le détecteur couvre une surface gigantesque pour espérer détecter

quelques dizaines d'événements par an au-delà de 10^{20} eV. La surface totale de l'observatoire est d'environ 3000 km². Pour obtenir une couverture totale du ciel, le projet final sera composé de deux sites, un dans chaque hémisphère avec une latitude comprise entre 30 et 45 °. Pour optimiser la détection des gerbes, il faut que l'altitude du site soit à une altitude proche du maximum de développement des gerbes, ce qui correspond dans la gamme en énergie d'Auger à une altitude comprise entre 1000 et 1500 m.

Pour obtenir le maximum d'information des gerbes atmosphériques et réduire les erreurs systématiques, l'observatoire Pierre Auger est un détecteur hybride utilisant simultanément deux techniques: les télescopes à fluorescence et un réseau de détecteurs au sol (Figure B-8). Dans le contexte des désaccords entre les expériences AGASA et HiRes, l'utilisation de ces deux techniques pour étudier les mêmes événements apparaît comme un outil extrêmement pertinent. La détection des gerbes atmosphériques par fluorescence impose plusieurs contraintes importantes sur le choix du site et en particulier sur le climat (la couverture nuageuse doit être la plus faible possible) et sur l'environnement (la pollution lumineuse doit être minimale).

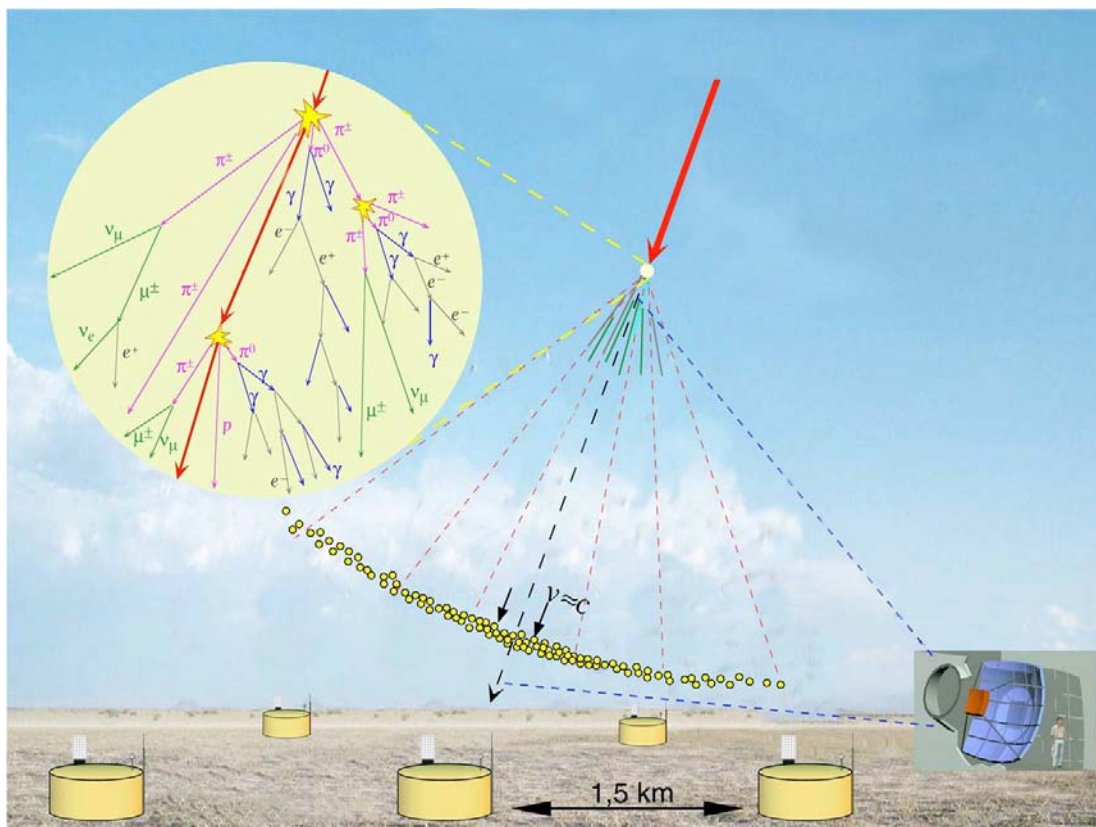


Figure B-8 : Schéma illustrant le principe de la détection hybride de l'Observatoire Pierre Auger.

Au moment de choisir le lieu d'installation du premier site de l'observatoire Pierre Auger, la grande majorité des expériences étudiant les rayons cosmiques d'ultra haute énergie étaient situées dans l'hémisphère Nord. De plus, le centre galactique uniquement visible depuis l'hémisphère Sud constitue une source potentielle de rayons cosmiques de très haute énergie privilégiée. Le premier site construit est implanté dans l'hémisphère Sud dans la Pampa Amarilla (35 - 35.3 ° de latitude Sud) en Argentine dans la province de Mendoza près de la ville de Malargüe. L'altitude moyenne du site est d'environ 1400 m. Le site dans l'hémisphère

Nord, choisi en juin 2005, est un plateau dans le Colorado aux Etats-Unis près de la ville de Lamar.

Pour instrumenter cette grande surface, le réseau de surface (SD) est composé de 1600 détecteurs Čerenkov à eau (WCD pour « Water Čerenkov Detector ») régulièrement répartis sur des couronnes hexagonales concentriques. L'espacement entre chaque détecteur est de 1500 m. Cette distance moyenne a été déterminée pour que l'efficacité de détection du SD soit saturée au-delà d'une énergie de 10^{19} eV. Le choix des WCD pour la détection des gerbes atmosphériques n'est pas neutre. Ce type de détecteur, déjà utilisé dans des expériences précédentes comme Haverah Park, permet d'avoir une bonne sensibilité aux événements très inclinés pour les deux raisons suivantes : la grande section efficace latérale des détecteurs et la grande sensibilité des détecteurs à effet Čerenkov aux muons. La Figure B-9 montre l'emplacement des détecteurs dans le réseau de surface. Les détecteurs du réseau de surface seront décrits en détail dans la partie B-2.4 .

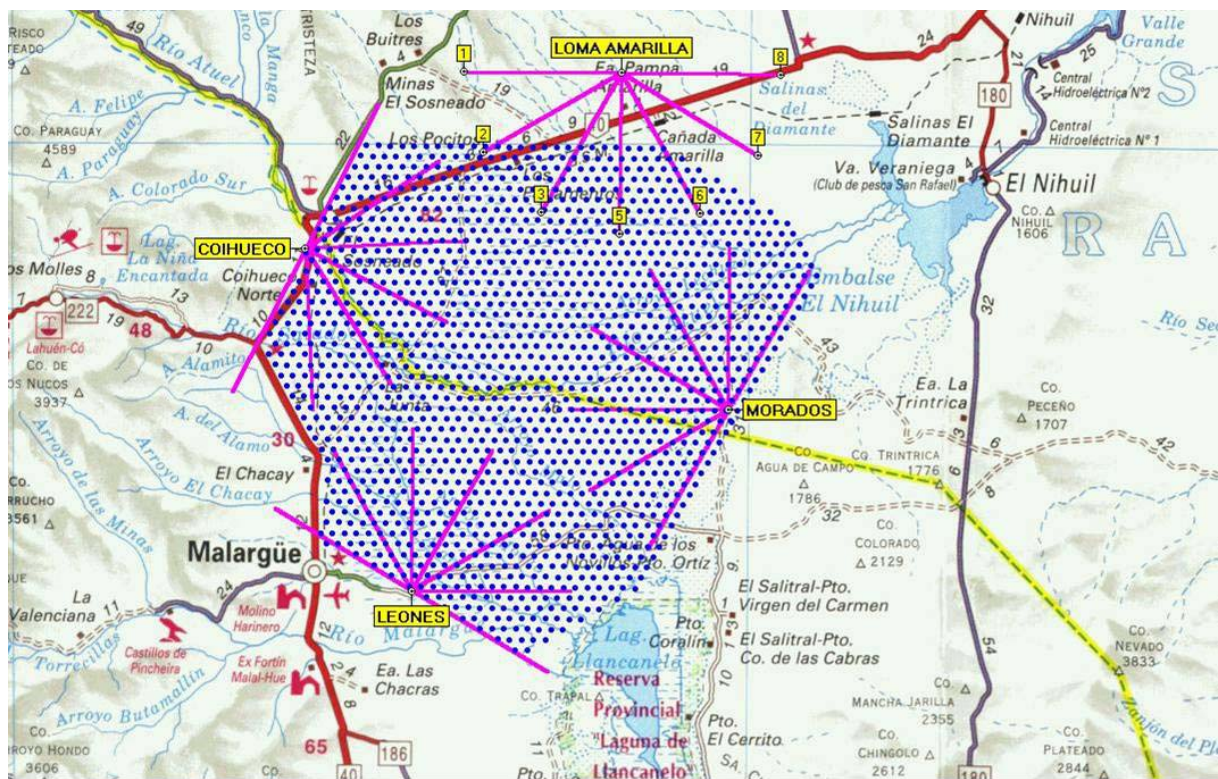


Figure B-9 : Schéma du réseau de surface théorique avec les 4 bâtiments de fluorescence. Chaque point bleu désigne l'emplacement d'un détecteur du réseau de surface. Les traits roses représentent le champ de vue de chaque télescope de fluorescence.

Quatre détecteurs de fluorescence (FD) [b-31] sont installés au sommet de collines au bord du réseau dont les noms sont Los Leones, Coheico, Los Morados et Loma Amarilla. Chaque détecteur est composé de 6 télescopes couvrant chacun une portion du ciel de 30° en azimut et 28.6° en élévation au dessus du réseau de surface. Le principe des télescopes est d'observer une grande partie du ciel afin de détecter la lumière UV émise par fluorescence. La Figure B-10 montre une photographie d'un télescope. Chaque baie est constituée de :

- Une ouverture de 2.2 m de diamètre pouvant être obstruée automatiquement
- Un anneau correcteur divisé en 24 secteurs augmentant l'ouverture effective
- Un filtre ultraviolet (290 – 410 nm) pour améliorer le rapport signal sur bruit
- Un miroir sphérique de 3.5 m * 3.5 m avec une focale de 1.7 m

- Une caméra composée de $20 * 22$ petits photomultiplicateurs hexagonaux placée au foyer du miroir.
- Une électronique locale de traitement des données

La détection par fluorescence exige des conditions extérieures très strictes (uniquement les nuits claires et sans lune), de ce fait la détection hybride par les deux types de détecteurs ne concerne qu'en moyenne 10 % des événements du réseau de surface seul.



Figure B-10 : Photographies du détecteur de fluorescence Los Leones et d'un de ces télescopes.

L'étalonnage des détecteurs de fluorescence est une étape cruciale dans la reconstruction de l'énergie des gerbes atmosphériques. Deux procédures complémentaires [b-36] ont été mises en place:

- Un étalonnage absolu effectué une fois par an avec une source de lumière d'intensité connue homogène et stable travaillant à plusieurs longueurs d'onde. La source en forme de tambour de 1.5 m de diamètre est placée à l'entrée de chaque télescope.
- Un étalonnage relatif effectué toutes les nuits avec des sources de lumière réparties sur chaque télescope. Cet étalonnage permet de surveiller la stabilité des PM de chaque caméra.

En plus de l'étalonnage de chaque caméra, l'atmosphère est surveillée en permanence grâce à des stations météorologiques (mesure de température, humidité, vitesse et direction du vent), des caméras infrarouges (mesure la couverture nuageuse), des campagnes de radiosondages à l'aide de ballons-sondes (mesure des profils d'atmosphères) et des tirs de LIDAR (mesure des concentrations des aérosols, poussières, nuages...) [b-37]. Depuis juillet 2003, les équipements installés dans le bâtiment CLF (« Central Laser Facility » [b-38]) permettent de surveiller l'atmosphère à l'aide d'un laser YAG (longueur d'onde 355 nm). Plusieurs tirs verticaux et inclinés sont menés chaque nuit et génèrent des événements FD marqués « CLF » dont on peut comparer la direction et l'énergie avec les vraies valeurs du laser. De plus une petite fraction du signal laser est injectée via une fibre optique dans le détecteur de surface CELESTE. Ceci permet de tester la présence d'éventuels décalages en temps entre les deux horloges du SD et du FD.

B-2.4 Description détaillée d'un détecteur du réseau de surface

Un détecteur du réseau de surface de l'Observatoire Pierre Auger [b-39][b-40] est constitué d'une coque extérieure cylindrique de 3.6 m de diamètre et de 1.5 m de hauteur en polyéthylène rigide avec une épaisseur moyenne de 12.7 mm. Le matériau utilisé est résistant aux conditions extérieures (différence de température élevée, humidité importante, rayonnement ultra violet, agressions externes...). La Figure B-11 présente un schéma d'ensemble d'un détecteur WCD.

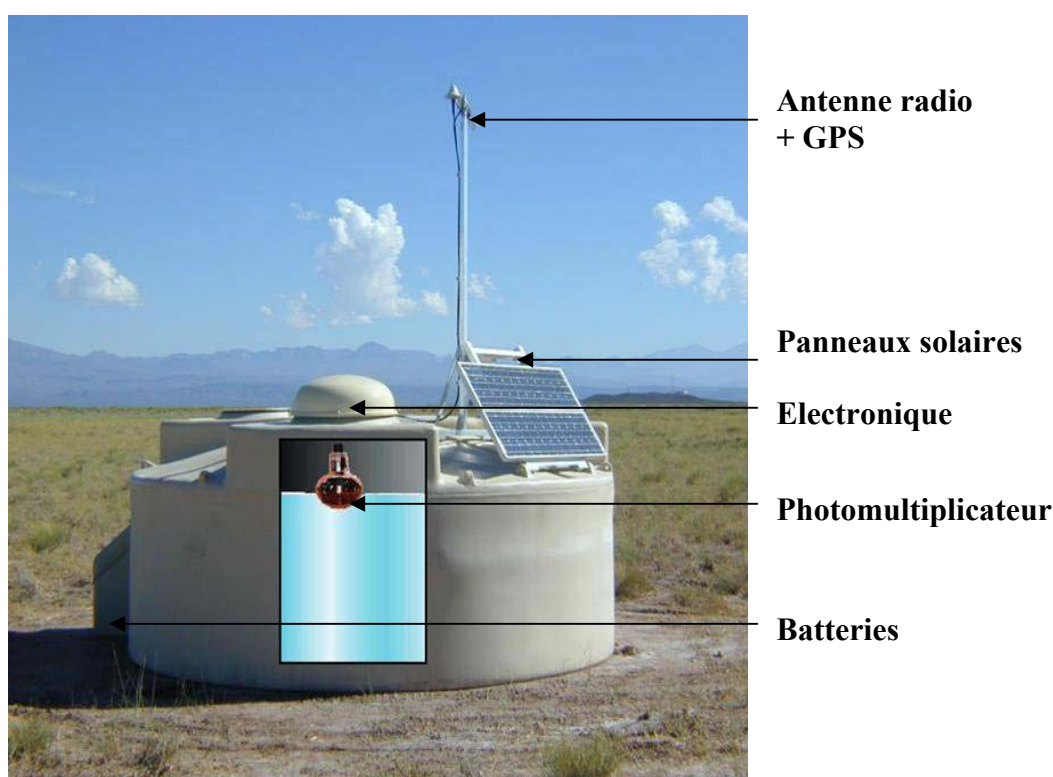


Figure B-11 : Photographie d'un détecteur du réseau de surface.

A l'intérieur des cuves, il y a un sac étanche en plastique noir de 1.2 m de hauteur, rempli par 12 tonnes d'eau ultra pure (la résistivité est de 15 M Ω .cm). La paroi intérieure de ce sac est recouverte d'une couche réfléchissante appelée Tyvek dont le rôle principal est d'homogénéiser la répartition de lumière dans la cuve. L'utilisation d'eau purifiée se justifie par le fait d'avoir une atténuation de la lumière la plus faible possible et d'assurer une stabilité de ces caractéristiques dans le temps (au minimum durant les 20 ans de fonctionnement prévu d'Auger).

B-2.4.1 Photomultiplicateur et embase

La lumière Čerenkov produite par le passage des particules des gerbes atmosphériques dans le détecteur est détectée par 3 photomultiplicateurs placés verticalement, regardant l'intérieur de la cuve à travers des hublots en plastique transparent fixés sur la partie supérieure du sac. La fenêtre d'entrée des PM est couplée optiquement au hublot grâce à de la colle optique (RTV Wacker Silgel 612). La colle permet non seulement de fixer le PM mais aussi d'optimiser la transmission des photons jusqu'à la photocathode.

Les 3 PM dans les cuves sont des XP1805/D1 avec un diamètre de 9 pouces (environ 23 cm) produits par la Société Photonis [b-41]. Toutes les caractéristiques de ce PM sont données dans la partie A-4.

L'embase des PM [b-42][b-43] est composée d'un module haute tension (HT) et d'un diviseur de tension. Le module HT, fabriqué par la Société ETL, permet de fournir une haute tension variable de 0 à 2000 V à partir d'une alimentation de 12 V et d'une tension de commande entre 0 et 2.5 V avec une faible consommation, au maximum 0.5 W. La stabilité de la tension fournie par le module HT doit être meilleure que $5 \cdot 10^{-3}$ sur toute la gamme dynamique à cause de la relation entre le gain et la haute tension. La répartition des tensions dans le PM se fait par l'intermédiaire d'un pont diviseur de tension purement résistif (Figure B-12). Du fait de la proximité de la fenêtre du PM avec l'eau, la polarité de l'embase est positive avec la photocathode à la masse. La répartition utilisée est de type B (répartition non linéaire de la tension entre les différents étages du multiplicateur), optimisée pour avoir une meilleure linéarité. Des résistances d'amortissement ont été mises sur les derniers étages du multiplicateur pour éviter des sur-oscillations après de grosses impulsions.

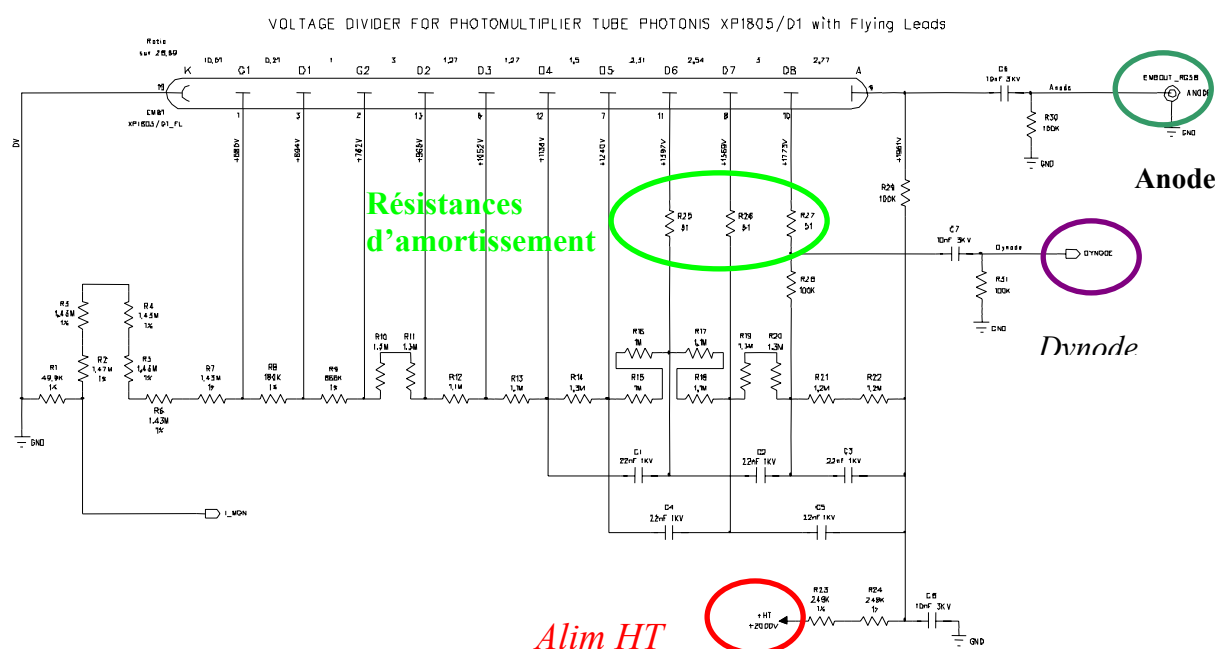


Figure B-12 : Schéma de l'embase pour le photomultiplicateur d'Auger.

L'embase a été conçue pour un gain nominal des PM de $2 \cdot 10^5$ pouvant être étendu à 10^6 . Ce gain a été déterminé à partir de simulations pour que la réponse des PM reste linéaire sur

toute la gamme dynamique des signaux des PM d'Auger [b-44] qui est très étendue, de quelques photoélectrons à environ 10^6 photoélectrons. Pour couvrir toute la gamme dynamique, le signal est pris sur 2 sorties différentes du multiplicateur: l'anode et la dernière dynode (nommée simplement dynode). Le signal de la dynode est amplifié par un amplificateur à 2 étages basé sur le composant AD812 composé d'un inverseur suivi d'un amplificateur de tension. Le rapport en charge entre ces 2 sorties est d'environ 32. L'utilisation des deux sorties permet de mesurer en même temps avec une bonne précision des signaux faibles laissés par des particules isolées sur la dynode (détecteur loin du cœur de la gerbe) et des forts signaux sur l'anode (détecteur proche du cœur).



Figure B-13 : Protection du photomultiplicateur.

L'embase et le PM, une fois testés, sont protégés de l'extérieur par un capot rigide en plastique noir (Figure B-13). Une fine couche de résine siliconée (RTV-12 fabriqué par General Electric) est appliquée sur le dessus et sur le dessous de l'embase pour empêcher l'humidité de s'infiltrer (méthode du « potting »). La réponse des PM varie avec l'orientation par rapport au champ magnétique terrestre. Pour avoir une bonne homogénéité de la réponse des PM sur tout le réseau, les PM, lors du montage dans les détecteurs, sont orientés tous de la même façon. Plusieurs tests [b-45][b-46] ont été réalisés pour déterminer la meilleure orientation (maximisant le gain du PM). Les 3 PM de chaque cuve sont numérotés de 1 à 3 dans le sens des aiguilles d'une montre, le PM 1 étant placé au Nord.

B-2.4.2 Electronique

L'électronique locale d'un détecteur [b-39][b-47] (autrement appelé station) est principalement composée d'une carte « Front-end » et d'une carte électronique (Unified Board) comprenant les modules un contrôleur de station (micro processeur), une partie « slow control », une électronique de marquage temporel à base d'un GPS. La Figure B-14 montre un schéma d'ensemble. L'ensemble de l'électronique est placé dans une boîte métallique, placée à l'extérieur de la cuve au dessus du PM numéro 1 et protégée par un couvercle en aluminium.

La carte électronique « Front-end » traite les signaux analogiques des PM, active le premier niveau de déclenchement de l'acquisition (T1) et fournit des données mises en forme au contrôleur de station. Sur la carte « Front-end », les signaux de l'anode (haut gain) et de la

dynode (bas gain) de chaque PM sont filtrés avec un filtre de Bessel à 5 pôles avec une fréquence de coupure de 20 MHz, puis échantillonnés à 40 MHz par 6 FADC (Flash Analog to Digital Converter, AD9203) de 10 bits. Toutes les 25 ns, les sorties des 6 FADC sont transmises au circuit «trigger/memory». Les parties déclenchement et mémoire sont réalisées en utilisant des PLD (Programmable Logical Devices). Ce circuit évalue le contenu de chaque bit des 3 dynodes (haut gain) pour identifier s'il passe le seuil du 1^{er} niveau de déclenchement (T1). En même temps, les données des 6 voies sont stockées dans des mémoires tampons. Quand les conditions du T1 sont satisfaites (voir partie B-4.2.1), le circuit informe le micro contrôleur de la station.

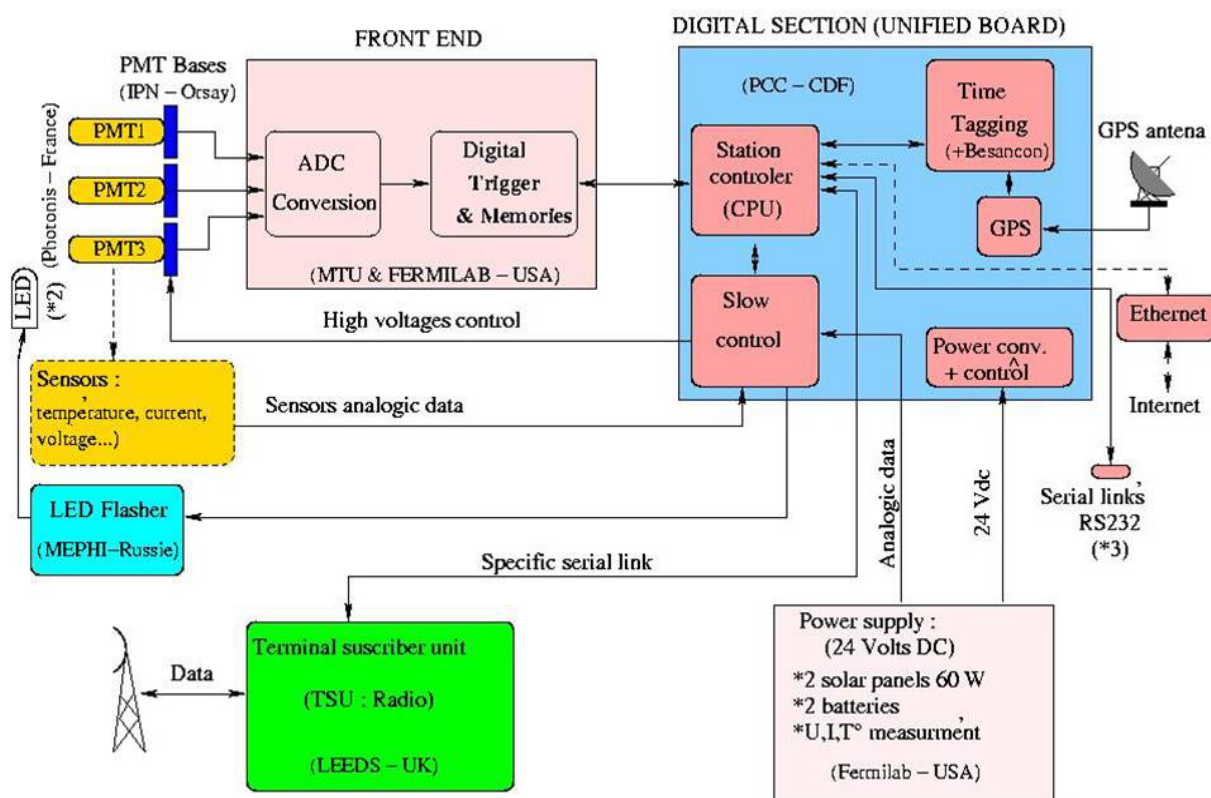


Figure B-14 : Schéma général de l'électronique d'un détecteur du réseau de surface.

La synchronisation en temps de chaque station est réalisée en utilisant le système GPS (Global Positionning System). Le système GPS consiste en une constellation de satellites diffusant des signaux radio à partir desquels le temps et la position de chaque récepteur peuvent être déduits. Chaque station est équipée d'une antenne GPS qui fournit une impulsion toutes les secondes. Cette référence en temps permet de synchroniser l'horloge à 100 MHz utilisée pour le marquage en temps des signaux passant le niveau T1. La précision du marquage en temps est de 8 ns. Cette résolution en temps permet d'obtenir une précision angulaire de la direction de la particule incidente de l'ordre du degré.

L'alimentation de toute l'électronique de chaque cuve est fournie par deux panneaux solaires suppléés par 2 batteries. La puissance moyenne continue est de 10 W avec une tension de 24 V. Une carte spéciale, nommée micro TPCB (Tank Power Control Board) permet de réguler et de distribuer aux différents modules électroniques la tension disponible.

Une partie de l'électronique, appelé «slow control» installée sur la carte unifiée (UB), permet de contrôler le bon fonctionnement du détecteur. Pour cela, les données des différents capteurs présents dans l'électronique de la station sont stockées comme le courant, la tension et la température des 3 embases des PM, les tensions fournies par le module TPCB, les différentes tensions d'alimentation des cartes électroniques... Par l'intermédiaire de ce module, il est possible de régler les tensions des PM, si nécessaire, à distance depuis le CDAS (Central Data Acquisition System). Les données une fois codées sur un ADC multiplexés de 12 bits sont envoyées au CDAS avec chaque événement.

Toute l'électronique locale de la station est pilotée par le contrôleur de station. Le contrôleur de station est un micro processeur (IBM 403 GCX power PC 80 MHz) muni du système OS9000. Le processeur gère le deuxième niveau de déclenchement (T2), l'acquisition de données, l'étalonnage, les fonctions de contrôle du détecteur et la transmission des données au CDAS par radio. Lorsque le contrôleur de station reçoit un signal disant que le T1 est activé, le processeur vérifie si les conditions du T2 sont satisfaites. Si c'est le cas, une première estimation de l'énergie déposée dans la cuve et du temps de déclenchement est envoyée au CDAS. Si les conditions du déclenchement de 3^{ème} niveau (T3) sont satisfaites, le CDAS demande à chacune des cuves dont les signaux ont franchi le T1 d'envoyer toutes les données: les 6 traces des PM, les informations du déclenchement (temps, type de déclenchement) et les données de contrôle et d'étalonnage. L'étalonnage des détecteurs du réseau de surface et la définition des seuils de déclenchement seront décrits en détail dans la partie B-4 . La Figure B-15 présente un schéma de principe des communications entre les cuves du réseau de surface et CDAS.

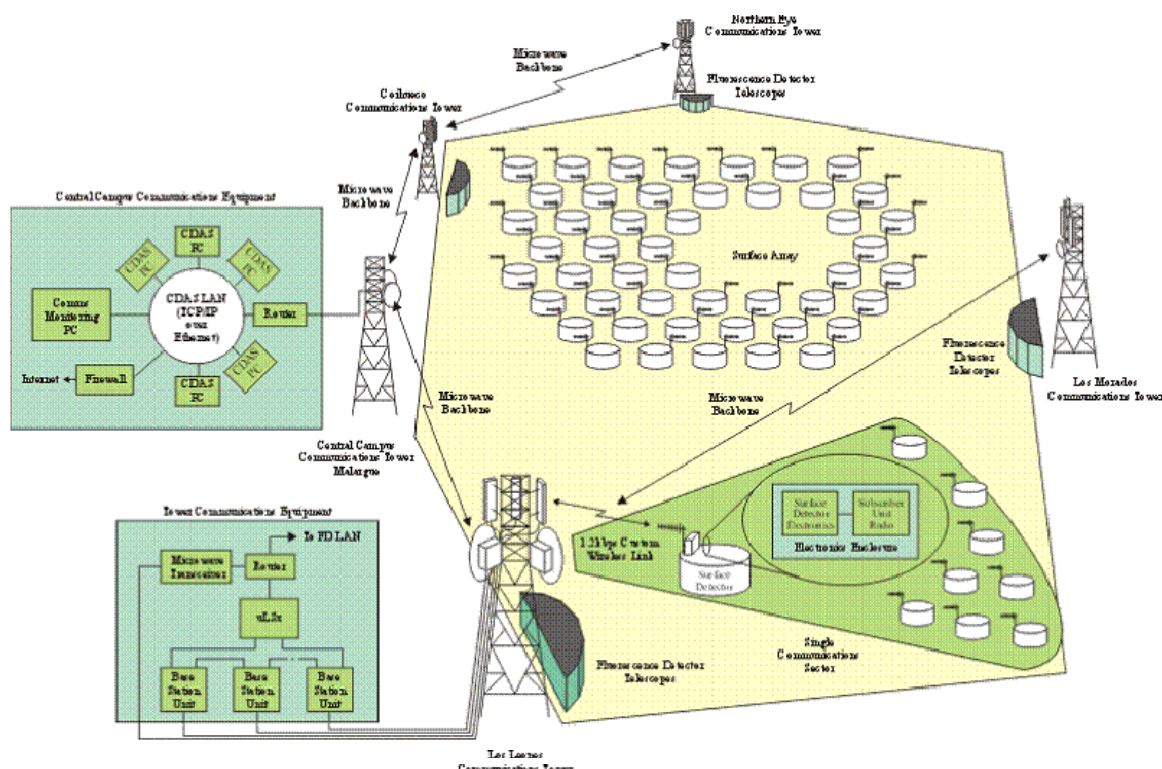


Figure B-15 : Schéma de principe des communications entre les cuves du réseau de surface et CDAS.

B-2.5 Méthodes générales de reconstruction des gerbes atmosphériques

B-2.5.1 Avec les télescope à fluorescence

La reconstruction des gerbes par les détecteurs de fluorescence se fait en deux étapes principales : une reconstruction angulaire et une de l'énergie [b-31]. Dans un premier temps, le plan de détection de la gerbe est déterminé par un ajustement des directions mesurées par les pixels de la caméra en attribuant un poids dépendant de la quantité de signal. La géométrie de la gerbe est caractérisée par deux paramètres : paramètre d'impact R_p et angle ψ entre l'axe de la gerbe et l'horizontale (Figure B-16). Ces deux paramètres sont mesurés en utilisant les temps d'arrivée t_j de la lumière dans les pixels successifs de la caméra par la formule suivante :

$$t_i = T_0 + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\pi - \psi - \chi_i}{2}\right)$$

où T_0 est le temps de passage de la gerbe au plus proche du détecteur, χ_i est l'angle d'élévation du pixel i et c est la vitesse de la lumière. Les paramètres R_p , T_0 et ψ sont alors obtenus en minimisant les écarts entre les temps observés t_i^{obs} et les temps théoriques t_i . L'incertitude sur ψ est très importante, autour de 10° . Lorsque la gerbe est observée par au moins deux télescopes (événement « stéréo »), les deux plans de gerbes et leur intersection permettent de déterminer très précisément sa géométrie. La précision alors obtenue est inférieure au degré.

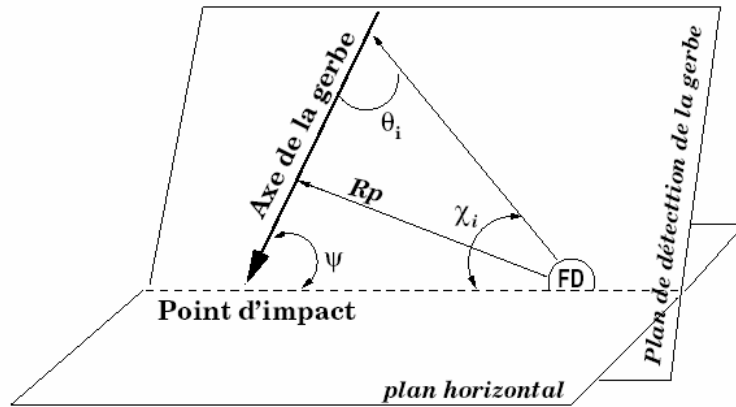


Figure B-16 : définition des paramètres utilisés pour la reconstruction angulaire [b-13].

L'énergie de la gerbe est estimée à partir du profil longitudinal mesuré à partir du nombre de photons arrivés dans les pixels de la caméra. L'intensité du signal dans chaque pixel dépend de nombreux paramètres : taille de la gerbe définie comme le nombre de particules chargées présentes dans la zone observée par le pixel, distance d'observation, efficacité du détecteur (efficacité quantique des PM, surface de collection des miroirs) et rendement de fluorescence. Connaissant la relation entre le nombre de photons détectés et la taille de la

gerbe, le profil longitudinal peut être calculé. Il y a plusieurs sources d'erreurs systématiques : la conversion entre les photons détectés et la taille de la gerbe autour de 12 % [b-32], le rendement de fluorescence de l'ordre de 13 % [b-33] et les conditions atmosphériques (pression, température ou humidité) de l'ordre de 5 %.

Afin de déterminer le maximum de développement X_{\max} et le nombre de particules au maximum N_{\max} , une fonction de type Gaisser-Hillas est ajustée au profil longitudinal :

$$N(X) = N_{\max} \left(\frac{X - X_0}{X_{\max} - X_0} \right)^{\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}} e^{-\frac{X_{\max} - X_0}{\lambda}}$$

où X_0 est la profondeur de la première interaction du primaire et λ représente la longueur d'atténuation de l'ordre 70 g.cm⁻². La Figure B-17 montre le profil longitudinal d'une gerbe reconstruite par le détecteur de fluorescence d'Auger. Le paramètre X_{\max} est une observable très puissante pour étudier la nature du primaire.

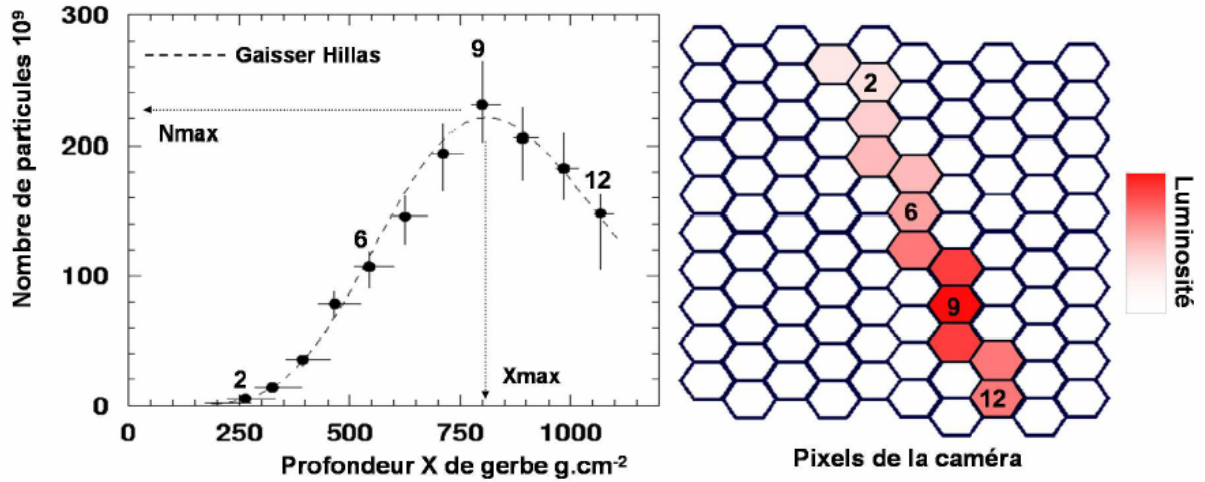


Figure B-17 : Principe de la reconstruction du profil longitudinal d'une gerbe. Le graphe de droite montre les pixels de la caméra. Les pixels touchés sont colorés en rouge. Plus la couleur est foncée, plus le signal du PM est important. Le graphe de gauche représente le profil longitudinal reconstruit [b-13].

La lumière de fluorescence est contaminée par la lumière Čerenkov émise directement par les particules de la gerbe [b-34]. Cette émission étant très collimée vers l'avant, elle a une contribution importante pour les gerbes inclinées qui se dirigent « vers » le télescope de fluorescence. Une autre source de bruit de fond est l'émission Čerenkov indirecte due à la diffusion par l'atmosphère de la lumière Čerenkov directe. Cette émission indirecte constitue une pollution importante quelle que soit la direction de la gerbe, dans les régions où l'atmosphère est dense c'est-à-dire à grand X. Elle dépend par ailleurs beaucoup des conditions atmosphériques. La Figure B-18 représente les différentes contributions au profil longitudinal.

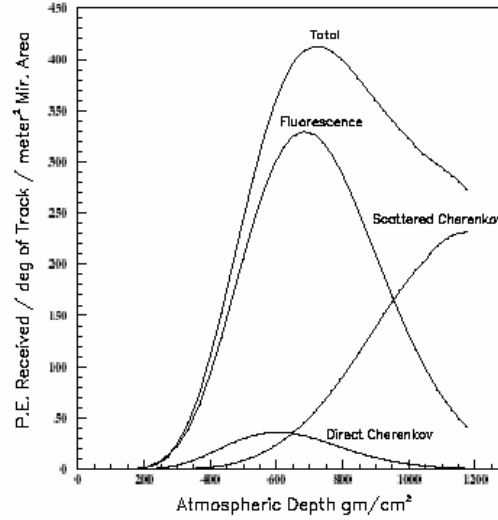


Figure B-18 : Nombre de photoélectrons collectés par PM en fonction de la profondeur atmosphérique pour une gerbe initiée par un proton de 10^{19} eV avec un angle zénithal de 45° et une distance entre le détecteur et le cœur de la gerbe de 10 km. Les différentes contributions au signal sont représentées : lumière de fluorescence et lumière Čerenkov directe ou diffusée [b-13].

Finalement, l'énergie du primaire est estimée à partir de l'intégrale du profil longitudinal :

$$E_{em} = \frac{E_c}{X_0} \int N_e(X) dX$$

où E_{em} est l'énergie totale dissipée par la composante électromagnétique de la gerbe dans l'atmosphère, E_c est l'énergie critique des électrons (~ 81 MeV) et X_0 est la longueur de radiation dans l'air (~ 37 g.cm $^{-2}$). L'énergie de la particule primaire s'obtient de manière calorimétrique en multipliant le nombre total d'électrons par l'énergie à laquelle ils sont produits. Une correction à l'énergie de 5 à 15 % doit être ajoutée pour tenir compte de la fraction d'énergie emportée par les autres particules de la gerbe (muon, neutrino et hadrons). Cette correction est faiblement dépendante des modèles de simulation de gerbe et en particulier des modèles hadroniques. L'erreur systématique sur cette correction est estimée à environ 3 % [b-35].

B-2.5.2 Avec le réseau de surface

Contrairement à la méthode « calorimétrique » de la reconstruction de l'énergie avec les télescopes à fluorescence, l'énergie avec le réseau de surface ne peut pas être directement mesurée. La méthode de reconstruction de l'énergie des gerbes avec le réseau de surface est basée sur l'analyse du profil latéral. La procédure de reconstruction pour les événements verticaux (angle zénithal inférieur à 60°) utilisée pour la reconstruction des événements d'Auger est brièvement décrite ci-dessous.

La première étape consiste à déterminer la direction d'arrivée de la gerbe. La reconstruction angulaire d'un événement est basée sur une méthode géométrique avec les temps de déclenchement des stations en utilisant le fait que ceux-ci marquent l'arrivée du front de gerbe. Plus, il y aura de stations touchées, meilleure sera la précision angulaire.

La deuxième étape consiste à estimer la position du cœur et l'énergie. L'énergie est estimée à partir du signal à 1000 m du cœur de la gerbe (distance pour laquelle les fluctuations gerbe à gerbe et poissoniennes sont les plus petites). La reconstruction utilise une procédure itérative. Lors d'une première itération, la position du cœur est d'abord estimée à la position du barycentre des stations en attribuant un poids en inverse de la racine carrée du signal des stations. Puis, le profil latéral est ajusté avec une fonction latérale de distribution (LDF). La forme la plus utilisée est la suivante [b-30] :

$$\ln(S(r)) = \ln(S_{1000}) + \ln\left(\frac{r}{1000m}\right) \left(\beta + \gamma \ln\left(\frac{r}{1000m}\right) \right)$$

où $S(r)$ est le signal à une distance r de l'axe, S_{1000} est le signal à 1000 m. Les paramètres β et γ sont deux paramètres dépendant de l'angle zénithal qui peuvent être ajustés ou laissés fixes en fonction du nombre de stations dans l'événement. L'ajustement de la LDF sur les données permet d'obtenir une estimation de S_{1000} et de la position du cœur en minimisant le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N_{stations}} \left(\frac{S_i^{obs} - S_i(r)}{\sigma_i} \right)^2$$

où S_i^{obs} est le signal mesuré dans la station i et σ_i^2 est la variance du signal théorique ($\approx 1/\sqrt{S_i}$). En réalité, il faut inclure les stations silencieuses (qui n'ont pas de signal) dans le « fit ». Une première estimation du signal à 1000 m est réalisée. La dernière itération consiste à ajuster en même temps la position du cœur et le signal à 1000 m (S_{1000}).

Finalement, l'énergie est estimée à partir d'une relation de conversion entre le signal à 1000 m et l'énergie E . Cette relation est déterminée à partir de simulation. Cette dépendance de la mesure de l'énergie avec les simulations encore incertaines (modèles hadroniques) constitue la source majeure d'erreur systématique. Pour minimiser cette dépendance en énergie, on étalonne l'énergie déterminée par le réseau de surface avec celle déterminée par fluorescence avec les événements hybrides. L'énergie déterminée en utilisant la relation entre S_{1000} et l'énergie déterminée par la fluorescence est moins dépendante de l'hypothèse de la nature du primaire et des modèles hadroniques.

Cette méthode de reconstruction de l'énergie est uniquement applicable aux événements verticaux (angle zénithal inférieur à 60°). Au-delà, les effets géomagnétiques deviennent tellement importants que la symétrie azimutale dans le plan de gerbe est rompue (voir partie B-5.5). Il faut remplacer la LDF par une fonction à deux dimensions (r et ψ).

B-2.6 Situation actuelle

A l'heure actuelle 1133 cuves ont été déployées sur le site. Parmi ses 1133 cuves, 953 cuves sont complètes et en état de marche. La Figure B-19 présente l'état du réseau au 1^{er} mai 2006. La forme particulière du réseau est due au fait que les cuves ont été déployées

préférentiellement près des sites de fluorescence pour favoriser la détection d'événements hybrides. Sur les 4 bâtiments de fluorescence, 3 sont construits avec 18 télescopes prenant des données. Le dernier bâtiment est en cours de construction.

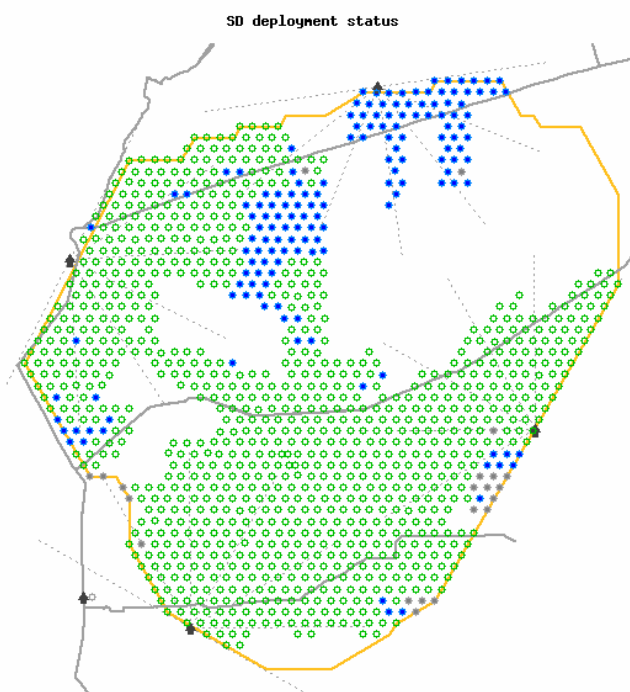


Figure B-19 : Etat du réseau au 1^{er} mai 2006. Chaque cercle représente une station. Les stations en vert sont celles complètes et théoriquement en état de marche. Les cercles pleins en bleu et en gris désignent respectivement les stations qui n'ont pas encore été équipées d'électronique et qui ne sont pas encore remplies d'eau. Les 4 sites de fluorescence répartis autour du réseau sont représentés par des petites maisons noires.

Depuis 2004, l'activité du réseau est d'environ 94.3 % du temps en tenant compte de tous les temps mort de l'acquisition. Les temps morts ont plusieurs origines comme les pannes d'électricité, des problèmes de communication ou les problèmes sur les détecteurs individuels. La Figure B-20 montre l'évolution du nombre d'événements acquis depuis janvier 2004. Le nombre d'événements n'a cessé d'augmenter depuis le début du déploiement des cuves, il y a un peu plus de deux ans, pour atteindre aujourd'hui un taux supérieur à 600 événements par jour (environ 0.9 événements par jour et par station). Une fois le réseau terminé, plus de 1500 événements seront enregistrés tous les jours.

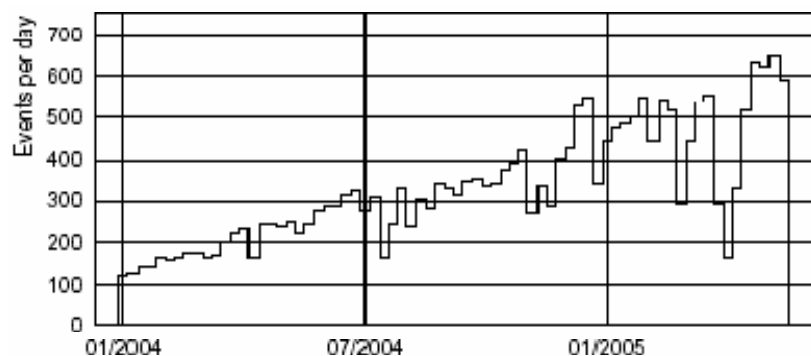


Figure B-20 : Evolution du nombre d'événements depuis 2004 [b-40].

B-3 Etude de la réponse d'un détecteur Čerenkov : comparaison entre mesures et simulations

Avant de déterminer le spectre des rayons cosmiques, il convient d'étudier précisément la réponse de notre détecteur de surface aux particules des gerbes. L'étude de cette réponse en particulier au passage des muons constitue une première étape essentielle dans la procédure d'étalonnage des détecteurs (voir partie B-4.1) et dans la reconstruction de l'énergie des rayons cosmiques (voir partie B-5).

La plupart des muons atmosphériques [b-48] ont été produits dans l'atmosphère à une altitude typique d'environ 15 km. Ils perdent par ionisation en moyenne 2 GeV avant d'atteindre le sol. La Figure B-21 présente le spectre en énergie des muons atmosphériques pour des angles zénithaux de 0° et 75° . En dessous de 1 GeV, le spectre est à peu près plat, devenant de plus en plus dur lorsque l'énergie augmente. L'énergie moyenne des muons au sol augmente avec l'angle zénithal d'environ 1 GeV pour un muon vertical jusqu'à environ 10 GeV pour un muon très incliné ($\theta = 75^\circ$). La distribution angulaire des muons au sol suit approximativement une loi en $\cos^2 \theta$, où θ est l'angle zénithal.

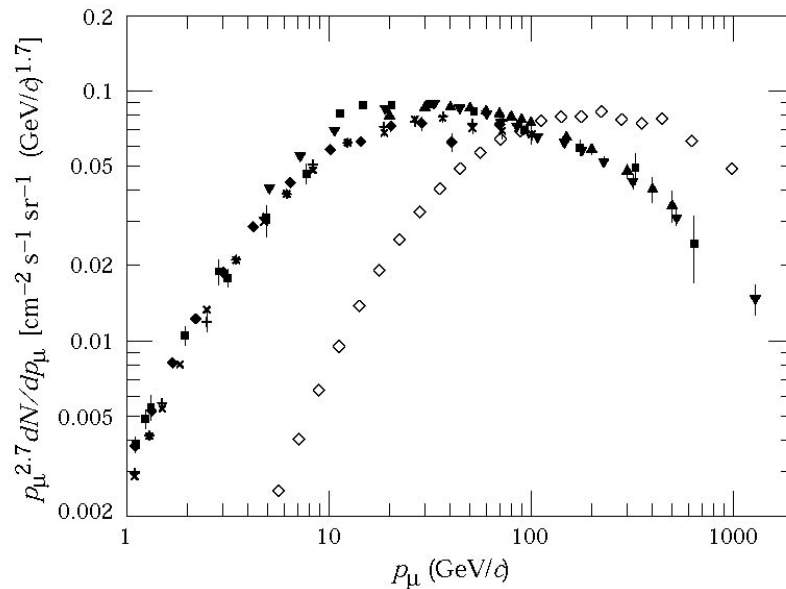


Figure B-21 : Spectre en énergie (flux multiplié par $E^{2.7}$ en fonction de E) des muons atmosphériques pour des angles zénithaux de 0° et 75° . Les points représentent tous des mesures : \diamond [b-49], \blacksquare [b-50], \blacktriangledown [b-51], $+$ et \times [b-52], \blacktriangle [b-53] et \diamond [b-54].

Dans un premier temps nous allons décrire brièvement les deux détecteurs tests avec lesquels toutes les mesures ont été faites et exposer le principe de fonctionnement de la simulation du détecteur. Des mesures de muons verticaux (VEM), de muons très inclinés et de

muons multidirectionnels ont permis de caractériser la réponse d'un détecteur à effet Čerenkov au passage des muons. Les résultats de ces mesures ont ensuite été comparés aux prédictions d'une simulation du détecteur. Pour finir, une étude sur l'influence de la hauteur d'eau sur la réponse des détecteurs sera présentée.

B-3.1 Description des détecteurs tests

Pour étudier finement la réponse d'un détecteur du réseau de surface, valider le fonctionnement des modules d'électronique, tester les procédures d'étalonnage, plusieurs détecteurs tests ont été installés. A l'heure actuelle, principalement deux détecteurs sont encore en service: celui de l'IPN d'Orsay et un autre sur le site d'Auger.

B-3.1.1 Détecteur test d'Orsay

Le détecteur de test installé à l'IPN d'Orsay a exactement les mêmes caractéristiques géométriques que les détecteurs du réseau de surface d'Auger. La qualité de l'eau est légèrement moins bonne que celle des détecteurs d'Auger. Deux scintillateurs plastiques ont été installés en dessus et en dessous de la cuve. Les scintillateurs utilisés proviennent de l'expérience EAS-TOP [b-55] en Italie. La taille des scintillateurs est de $40*40*4\text{ cm}^3$. Lorsqu'une particule chargée (électron ou muon) traverse le scintillateur, il se désexcite en émettant des photons UV. La lumière produite par le scintillateur est détectée par un photomultiplicateur. La coïncidence entre les signaux des deux scintillateurs permet de sélectionner des particules avec des directions particulières. La largeur de la fenêtre de coïncidence a été réglée à 100 ns. Un seuil haut sur le signal des scintillateurs permet de sélectionner uniquement les particules de haute énergie, essentiellement des muons. La position et l'orientation des 2 scintillateurs sont réglables.



Figure B-22 : Photographie de la cuve test d'Orsay.

L'électronique d'acquisition du détecteur est déportée à l'intérieur d'un bâtiment. Les 6 signaux des PM arrivent dans la salle avec 25 m de câbles coaxiaux. Le bruit capté par les câbles est très faible n'excédant pas 2 mV crête à crête. Les 6 signaux sont d'abord éclatés par des modules « Linear Fan-In/Fan-Out ». Une partie des signaux est convertie en signaux logiques avec un simple discriminateur à seuil et l'autre est transmis directement vers la carte d'acquisition MATACQ VME [b-56]. La carte, développée par le LAL et le DAPNIA (CEA), permet de faire l'acquisition de 8 voies simultanément. Les traces sont digitalisées sur 8 FADC de 12 bits. La longueur de chaque trace est de 2560 points avec une fréquence d'échantillonnage de 1 ou 2 GSPS (1.28 à 2.56 μ s de longueur). La carte d'acquisition est pilotée par un PC via le bus GPIB (General Purpose Interface Bus). Un programme informatique permet de configurer les paramètres de l'acquisition (longueur de la trace, échantillonnage...) et de faire l'acquisition des traces. Le taux d'acquisition est limité par la bande passante du bus GPIB et par l'accès au disque dur à 15 acquisitions des 8 traces par seconde. Plusieurs types de déclenchement sont possibles: avec le signal logique d'un des PM, avec le signal de la coïncidence entre les signaux logiques de 2 ou 3 PM, avec un générateur d'impulsion pour les LED ou avec la coïncidence entre les signaux des deux scintillateurs.

Avant d'être installés sur le détecteur, les 3 PM ont été testés séparément en boîte noire [b-57] en mesurant le gain, la linéarité et le rapport entre les deux voies de sorties des PM (anode et dynode). Le Tableau B-1 récapitule les principaux résultats de ces tests.

PM		Tension	Gain	Rapport dynode/anode
1	n° 858	1118 V	$3 \cdot 10^5$	33.1
2	n° 877	1207 V	$3 \cdot 10^5$	33.7
3	n° 992	1110 V	$3 \cdot 10^5$	34.0

Tableau B-1 : Récapitulatif des résultats de test en boîte noire des 3 photomultiplicateurs du détecteur d'Orsay.

B-3.1.2 Détecteurs CAPISA et LARABELLE

Ces deux détecteurs, nommés CAPISA et LARABELLE, issus de la production Auger ont été spécialement mis en place pour tester les différentes méthodes d'étalonnage dans les conditions identiques à celle du réseau de surface. Ces deux détecteurs ont été installés près du bâtiment de montage des détecteurs à Malargüe en Argentine. La Figure B-23 montre une photographie du détecteur CAPISA [b-58].

Deux scintillateurs de 20*20 cm² sont placés au centre de la cuve, un en dessus et en dessous respectivement à des hauteurs de 0.2 m et 2.0 m du sol. La largeur de la fenêtre de coïncidence pour le déclenchement est de 100 ns. Le détecteur CAPISA est équipé de l'électronique standard d'Auger (voir partie B-2.4). Le programme de la station locale a été modifié pour pouvoir mettre en déclenchement externe la sortie du module de coïncidence des deux scintillateurs.



Figure B-23 : Photographie du détecteur CAPISA.

Le détecteur CAPISA a pris des données entre le 11 novembre 2004 et le 6 janvier 2005. Cette cuve a été remplacée par la cuve LARABELLE qui prend des données depuis le début du mois de mars 2005. 3 types de données sont disponibles: les données d'étalonnage comme dans tous les détecteurs du réseau de surface, les traces des 3 PM sélectionnées par la coïncidence des 3 PM (muons atmosphériques) et les traces des 3 PM sélectionnées par la coïncidence des 2 scintillateurs (VEM). Les données sont stockées dans des mémoires tampons et enregistrées dans des fichiers toutes les 15 minutes. Le détail des données d'étalonnage sera donné dans la partie B-4.1. Les traces sélectionnées par la coïncidence des 3 PM ont une longueur de 475 ns (19 bins de 25 ns) avec 75 ns avant le signal pour calculer la ligne de base. Les traces sélectionnées par la coïncidence des 3 PM ont une longueur de 2 μ s (80 bins de 25 ns) avec 500 ns avant le signal.

B-3.2 Simulation du détecteur: EasySim

La simulation de la réponse des détecteurs de surface aux particules des gerbes qui les traversent est cruciale pour l'étalonnage des détecteurs et pour la reconstruction de l'énergie des gerbes atmosphériques. Le programme de simulation EasySim est un code en C++ écrit à l'IPN d'Orsay à partir de deux codes précédents : SampleSim [b-59] en langage Fortran et AgaSim [b-60] en C. Deux modes principaux de simulation sont possibles: soit une simulation détaillée d'un seul détecteur, soit une simulation entière du réseau de surface pour la reconstruction des gerbes. Dans ce dernier cas, pour réduire le temps de calcul, le programme utilise une simulation simplifiée de la réponse de chaque détecteur. Les deux avantages principaux d'EasySim par rapport aux autres codes de simulations disponibles sont la modularité et la rapidité. Dans la suite de cette partie, nous utiliserons que le mode détaillé de la simulation du détecteur pour étudier la réponse d'un WCD aux particules qui le traversent.

Le détecteur du réseau de surface est simulé comme un cylindre de 1.2 m de haut et de 1.8 m de rayon rempli d'eau avec un indice de réfraction de 1.33. Les 3 PM sont positionnés comme dans les vrais détecteurs et leur géométrie est simulée comme une calotte sphérique de 14,77 cm de diamètre et de 7.77 cm de haut (surface de photocathode d'environ 650 cm²).

Les principaux processus d'interaction des particules (muon, électron et photon) avec l'eau du détecteur ont été implémentés. Pour les muons, les 3 principaux processus sont : le rayonnement Čerenkov, le rayonnement delta et la décroissance. Une particule relativiste d'énergie β traversant un milieu d'indice n produit, par effet Čerenkov, N photons dans un cône dont l'ouverture est donné par $\cos(\theta) = 1/\beta n$. L'ordre de grandeur de N est d'environ 40000 photons pour un muon de 1 GeV traversant 1.2 m d'eau. La longueur d'onde des photons Čerenkov est comprise entre 296 nm et 595 nm. La durée de vie moyenne d'un muon étant d'environ 2.7 μ s, il peut se désintégrer dans la cuve en émettant un électron et deux neutrinos (ν_e et anti ν_μ). L'énergie de l'électron est donnée par le spectre de Michel [b-61]. Dans la simulation EasySim ne sont pas codés les processus de perte d'énergie des muons par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) ou par création de paires qui ont une influence négligeable dans la gamme d'énergie considérée (1 à 100 GeV). Pour les électrons, les principaux processus d'interaction sont le rayonnement Čerenkov, la diffusion multiple, le rayonnement de freinage et la perte par ionisation. La gamme d'énergie pour les électrons des gerbes est comprise entre 10 et quelques centaines de MeV. Enfin pour le photon, seuls les processus de diffusion Compton et de production de paires sont pris en compte.

Plusieurs types d'injection sont possibles dans EasySim: aléatoirement suivant un spectre angulaire en $\cos^2\theta$ pour comparer avec les muons atmosphériques, à partir de positions fixes ou à partir de trajectoires déterminées par la position des scintillateurs ou en suivant un flux parallèle. L'énergie des particules injectées peut aussi être choisie à une valeur donnée ou bien tirée aléatoirement dans un spectre en énergie. La Figure B-23 montre le spectre en énergie des muons pour différents angles zénithaux utilisés dans la simulation [b-62].

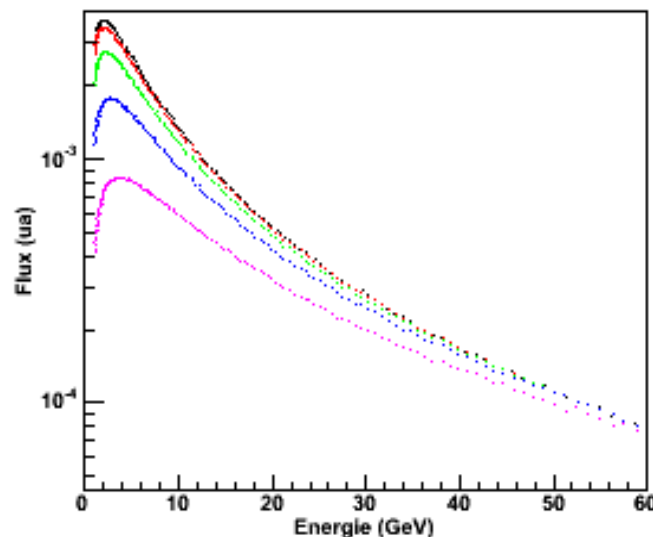


Figure B-24 : Spectre en énergie des muons pour différents angles d'arrivée. De haut en bas, 0°, 15°, 30°, 45° et 60°.

Le principe de la simulation est de suivre pas à pas les particules entrant dans le détecteur et d'appliquer le processus d'interaction qui convient en fonction de leurs natures et de leurs

énergies. Tous les photons créés sont suivis jusqu'à ce qu'ils atteignent la photocathode ou bien qu'ils soient absorbés. La probabilité d'absorption des photons dans l'eau est directement reliée à la longueur d'absorption de l'eau. Ce paramètre est crucial pour la simulation, plus il est grand, plus la lumière détectée par les 3 PM est importante. La Figure B-25 montre la dépendance en longueur d'onde de la longueur d'absorption de l'eau. L'atténuation est minimale pour les photons Čerenkov. Ce paramètre, qui peut varier d'une cuve à l'autre, sera ajusté aux conditions des expériences à reproduire (voir partie B-3.3.1).

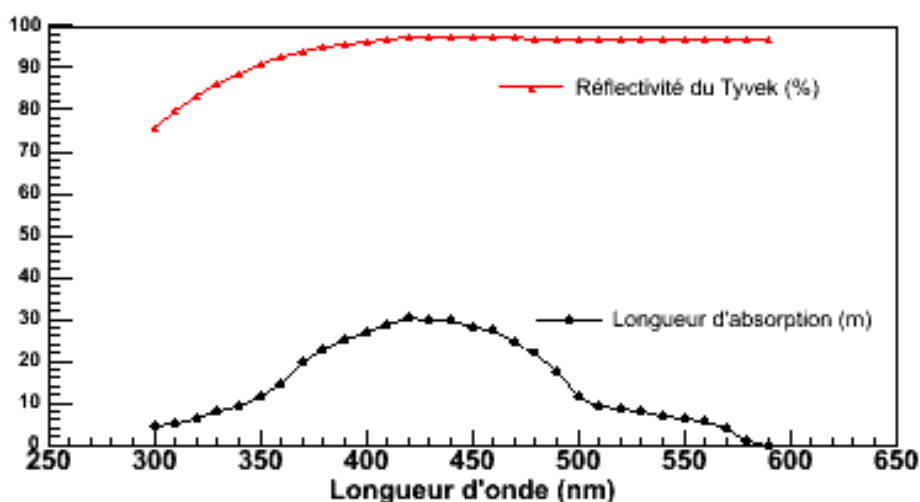


Figure B-25 : Dépendance avec la longueur d'onde de la longueur d'absorption de l'eau et de la réflectivité du Tyvek.

Un photon arrivant sur le Tyvek peut se réfléchir avec une probabilité décrite par la réflectivité du Tyvek. La réflectivité du Tyvek dans l'air et dans l'eau a été étudiée expérimentalement par plusieurs groupes de la Collaboration Auger [b-63][b-64]. La Figure B-25 montre sa dépendance avec la longueur d'onde. La valeur maximale a été mesurée à 97.3 % pour une longueur d'onde autour de 450 nm. Cette réflexion peut être décrite par la somme de deux contributions principales (Figure B-26):

- Une réflexion spéculaire. Le photon réfléchi du Tyvek avec le même angle avec une dispersion gaussienne (σ d'environ 18°) autour de la direction de la réflexion spéculaire. La probabilité d'avoir une réflexion spéculaire est d'environ 20 % et décroît très légèrement avec la longueur d'onde.

- Une diffusion. Le photon est réfléchi avec un angle zénithal tiré aléatoirement dans une distribution de la forme $\cos(\theta)$ où θ est l'angle avec la normale à la surface du Tyvek et avec un angle azimutal tiré aléatoirement entre 0 et 2π (loi de Lambert).

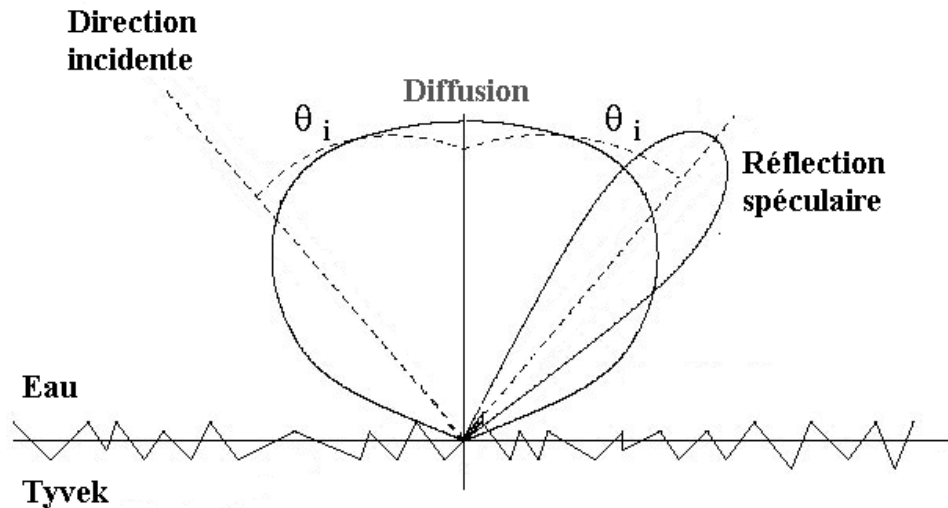


Figure B-26 : Schéma de principe de la réflexion soit par diffusion soit par réflexion spéculaire.

Lorsque les photons atteignent la photocathode, ils sont transformés en photoélectrons avec une probabilité, l'efficacité quantique, dépendant de la longueur d'onde (Figure B-27). L'efficacité quantique maximale est de 24 % pour une longueur d'onde d'environ 375 nm.

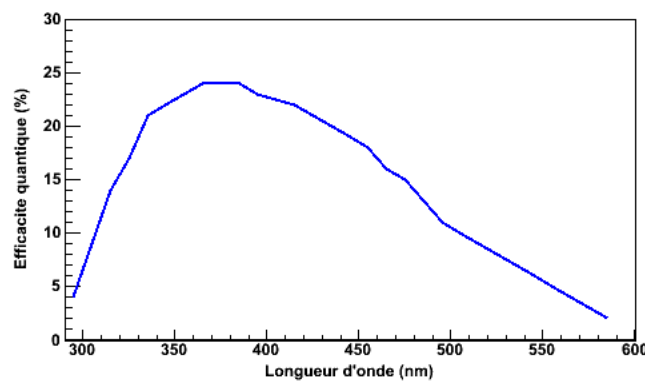


Figure B-27 : Réponse spectrale moyenne du photomultiplicateur d'Auger.

L'efficacité quantique (QE) des PM dépend aussi de l'angle d'arrivée des photons par rapport à la normale. L'expérience SNO a fait plusieurs mesures pour déterminer cette dépendance angulaire de QE [b-65][b-66][b-67]. Le graphe de gauche de la Figure B-28 montre cette dépendance angulaire. Le graphe de droite de la Figure B-28 montre la distribution des angles d'arrivée des photons sur la photocathode par rapport à la normale pour un muon entrant dans la cuve avec un angle de 60 °. L'histogramme est centré sur 42 ° avec une largeur d'environ 20 °. La forme de cette distribution est quasiment la même quelles que soient les conditions d'entrée du muon dans la cuve. Le facteur d'amélioration du rendement quantique est d'environ 9 %. La valeur moyenne de l'efficacité de collection dans la simulation est de 70 % (mesure de Photonis).

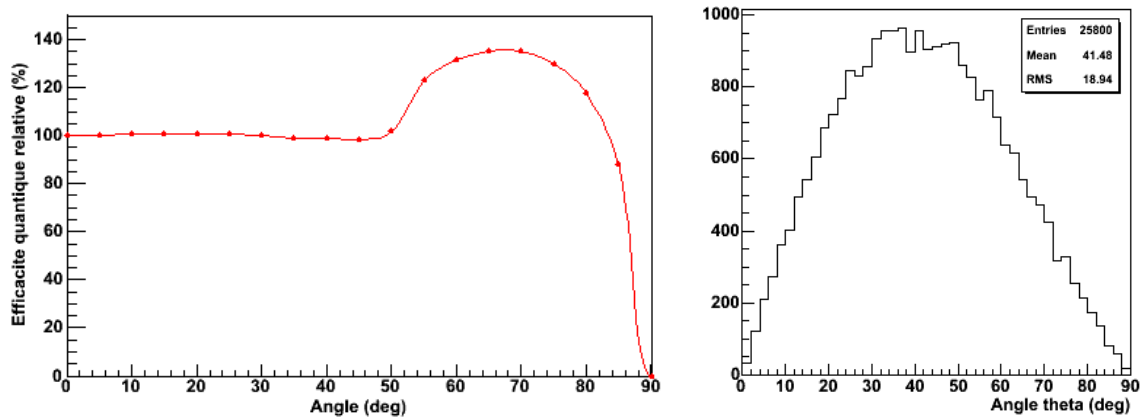


Figure B-28 : Graphe de gauche : dépendance angulaire de l'efficacité quantique (normalisée à 0°) mesurée par l'expérience SNO. Graphe de droite : distribution des angles d'arrivée des photons sur la photocathode par rapport à la normale pour un muon entrant dans la cuve avec un angle de 45° .

Dans le programme EasySim, on peut extraire le signaux à 3 niveaux différents: directement à la 1^{ère} dynode (directement en photoélectron), à la sortie du PM ou après l'électronique d'Auger (voir partie B-2.4). La simulation de l'électronique [b-68] comporte deux parties: un filtre électronique et un échantillonnage à 40 MHz.

B-3.3 Réponse d'une cuve Čerenkov au passage d'un muon

Dans cette partie, nous allons étudier la réponse d'un détecteur à effet Čerenkov au passage d'un muon. Plusieurs mesures de muons verticaux, de muons inclinés avec des angles zénithaux supérieurs à 60° et de muons atmosphériques ont été faites avec différents détecteurs tests puis comparées aux résultats de la simulation.

B-3.3.1 Muons verticaux (VEM)

B-3.3.1.1 Mesures

Le signal déposé par un muon vertical tombant au centre de la cuve, appelé VEM pour «Vertical Equivalent Muon» est l'unité de référence du réseau de surface (SD) de l'Auger. Le VEM se mesure en sélectionnant uniquement les muons verticaux avec 2 scintillateurs placés au centre au dessus et en dessous de la cuve (Figure B-29). La mesure précise de la charge et de l'amplitude du VEM est une étape primordiale dans la reconstruction de l'énergie des gerbes atmosphériques.

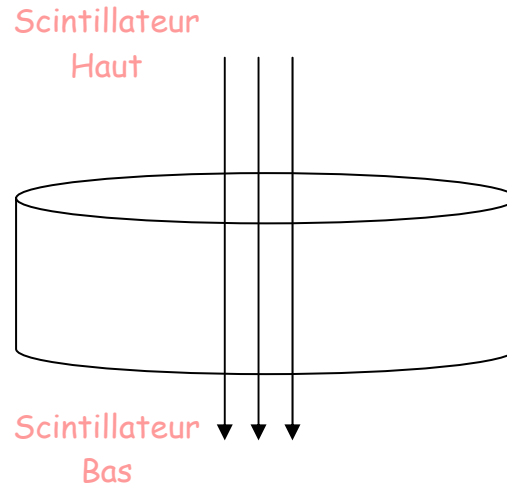


Figure B-29 : Principe de la mesure de muons verticaux par coincidence des signaux de deux scintillateurs

Les 4 graphes de la figure présentent les histogrammes de la charge moyenne et de l'amplitude moyenne du VEM mesurés avec les détecteurs d'Orsay et CAPISA. Les signaux des PM sont mesurés dans le détecteur d'Orsay avec la carte d'acquisition sur les 3 dynodes. Pour le détecteur CAPISA, les signaux des dynodes sont prélevés après l'électronique d'Auger (filtrage plus échantillonnage).

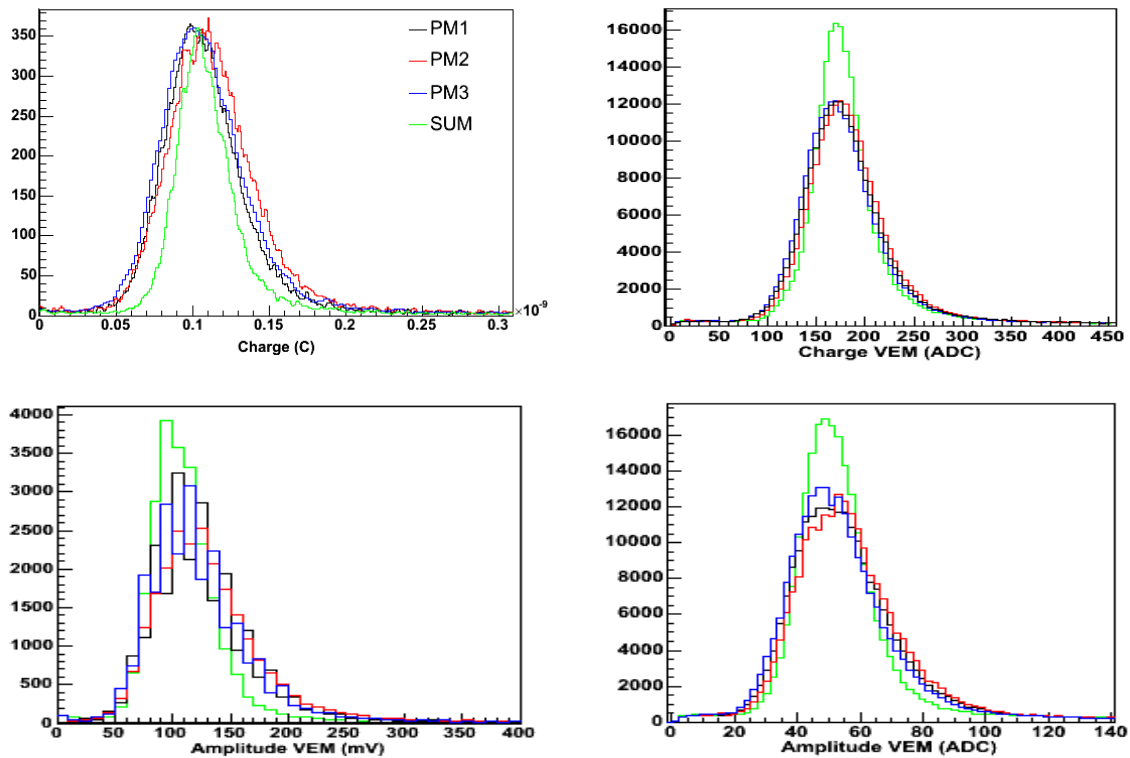


Figure B-30 : Histogrammes de la charge moyenne (graphes du haut) et d'amplitude moyenne (graphe du bas) du VEM mesurés avec les détecteurs d'Orsay (gauche) et CAPISA (droite).

Les tensions de chaque PM sont réglées pour avoir un gain d'environ $3 \cdot 10^5$ puis ajustées relativement pour que la charge moyenne des 3 PM soit identique. Le nombre moyen de photoélectrons détectés pour un VEM est déterminé en divisant la charge moyenne du VEM

par le gain du PM. Le Tableau B-2 récapitule les nombres de photoélectrons détectés par chaque PM pour les 2 détecteurs. La charge déposée pour un VEM mesurée avec le détecteur d'Orsay correspond à environ 65 photoélectrons par PM (pe/PM) tandis que celle mesurée avec le détecteur CAPISA est d'environ 95 pe/PM [b-69]. Le nombre de photoélectrons pour un VEM dépend de nombreux paramètres comme la qualité de l'eau, la réflectivité du Tyvek, le contact optique entre le PM et le hublot, l'efficacité quantique et l'efficacité de collection du PM. Ceci explique pourquoi les nombres de photoélectrons mesurés entre les PM des détecteurs d'Orsay et de CAPISA sont tant dispersés.

Détecteur	Nombre de pe par PM			Largeur relative (%)			
	PM1	PM2	PM3	PM1	PM2	PM3	PMS
Orsay	55	57	71	21	23	22	15
CAPISA	104	98	83	19	19	19	13
Simulation Orsay	51	51	51	16	16	16	11
Simulation CAPISA	67	67	67	14	14	14	10

Tableau B-2 : Nombre moyen de photoélectrons par PM et largeur relative (largeur divisée par la moyenne) des histogramme de charge pour un VEM mesurés avec les détecteurs d'Orsay et de CAPISA et simulés avec EasySim dans les mêmes conditions.

Le nombre de photoélectrons détectés pour un VEM peut être indirectement mesuré avec les détecteurs du SD en combinant les estimations du VEM avec les mesures de muons atmosphériques (voir partie B-3.3.3) et les tests effectués sur les PM avant le montage dans les détecteurs en particulier la relation entre le gain et la tension pour chaque PM. Le détail de cette étude est donné dans la note [b-70]. La Figure B-31 montre le nombre moyen de photoélectrons par PM et pour un VEM estimé sur 564 PM des détecteurs du SD. Pour les détecteurs du SD, le nombre moyen pour un VEM est de 95 pe/PM avec une dispersion de 17. Cette estimation est compatible avec les mesures directes effectuées sur le détecteur CAPISA. La dispersion de la réponse des PM pour un VEM n'est pas très importante car dans la procédure d'étalonnage d'Auger, tous les signaux des PM sont normalisés aux signaux d'un VEM (voir partie B-4.1). Cette méthode permet de s'affranchir de toutes les légères différences entre chaque détecteur du réseau de surface.

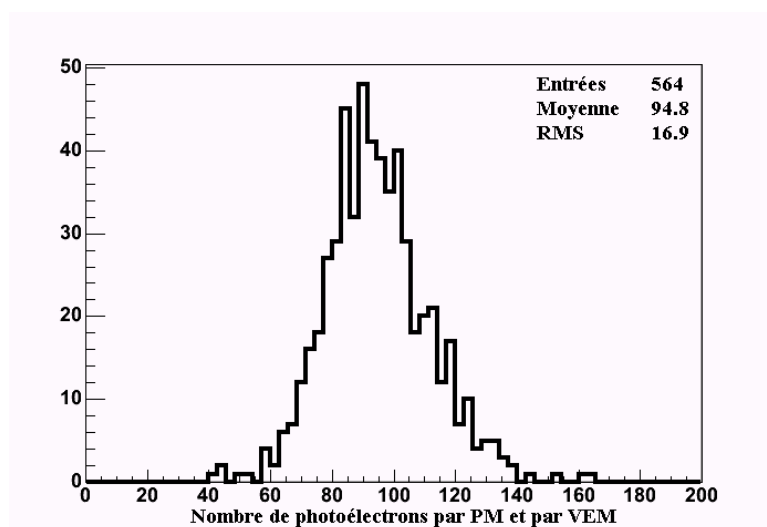


Figure B-31 : Estimation du nombre moyen de photoélectrons par VEM pour 564 photomultiplicateurs des détecteurs du réseau de surface [b-70].

La largeur relative (largeur de l'histogramme divisée par la moyenne) des histogrammes en charge est d'environ 20 % pour les PM individuels et 13 % pour la moyenne des 3 PM. Ces largeurs sont beaucoup plus grandes que celles dues à la dispersion de Poisson du nombre de photoélectrons.

Si on moyenne un grand nombre de signaux de muons, on observe une trace moyenne (Figure B-32), caractérisée par un temps de décroissance. Ce paramètre est déterminé en ajustant une exponentielle dans l'intervalle de temps défini par 30 ns et 130 ns après le maximum. Le temps de décroissance est d'environ 50 ns pour le détecteur d'Orsay et d'environ 65 ns pour le détecteur CAPISA. Ce paramètre est directement corrélé à la longueur d'absorption de l'eau et à la réflectivité du Tyvek.

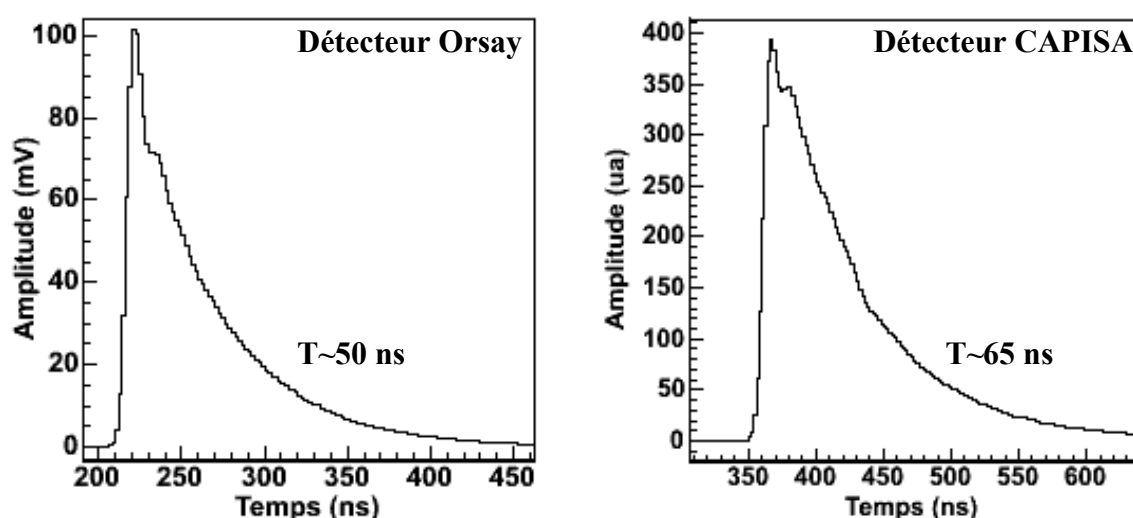


Figure B-32 : Traces moyennes pour un PM et pour un VEM mesurées sur le détecteur d'Orsay (gauche) et sur le détecteur CAPISA (droite).

B-3.3.1.2 Comparaison avec la simulation

L'étalonnage de la simulation se fait en ajustant la longueur d'absorption de l'eau pour reproduire le temps de décroissance du signal moyen d'un VEM (la réflectivité du Tyvek étant fixe à 0.973). Le Tableau B-3 récapitule les paramètres de la simulation pour reproduire les signaux détectés par les détecteurs d'Orsay et CAPISA. Le graphe de gauche de la Figure B-33 montre une comparaison entre le signal moyen d'un VEM mesuré avec le détecteur d'Orsay et une trace moyenne simulée avec EasySim dans les mêmes conditions.

Détecteur	Temps de décroissance du signal moyen d'un VEM	Longueur d'absorption de l'eau (m)	Réflectivité du Tyvek
Orsay	50 ns	19.5	0.973
Auger	65 ns	30	0.973

Tableau B-3 : Paramètres de la simulation EasySim pour reproduire le temps de décroissance du signal moyen d'un VEM (~50 ns pour le détecteur d'Orsay et ~65 ns pour CAPISA).

Pour un VEM, la simulation ne produit que 67 pe/PM au lieu des 95 pe/PM mesurés pour le détecteur CAPISA et 51 pe/PM au lieu des 65 pe mesurées pour le détecteur d'Orsay. Ce qui fait un écart systématique d'environ 30 %. L'implémentation de la dépendance angulaire de l'efficacité quantique a permis de simuler environ 9 % de photoélectrons en plus. La largeur relative des histogrammes en charge obtenus en simulation est de 14 % pour les PM individuels et 10 % pour la moyenne des 3. Cette dispersion correspond aux fluctuations de Poisson du nombre de photoélectrons. La différence d'environ 25 % entre les largeurs relatives mesurées et simulées montre que la simulation est encore incomplète.

Le graphe de gauche de la Figure B-33 montre une comparaison entre une trace moyenne mesurée avec le détecteur d'Orsay et une trace moyenne simulée dans les mêmes conditions. La simulation reproduit bien la forme du signal moyen mais la quantité de signal dans le premier pic dû à la lumière directe ou semi-directe est trop élevée par rapport à la partie diffusée. Ce désaccord reste faible en charge (une fois normalisée) avec moins de quelques pourcents mais est important en amplitude avec environ 25 %. Même en supprimant la réflexion spéculaire dans la simulation (graphe de droite de la Figure B-33), un léger désaccord sur l'amplitude subsiste avec les données (moins de 10 %).

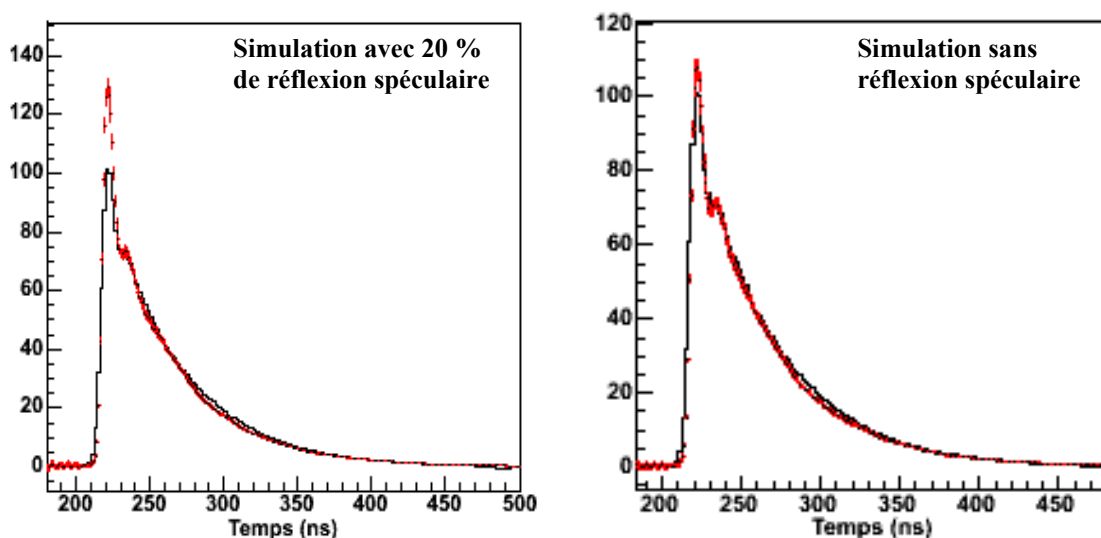


Figure B-33 : Comparaison entre une trace moyenne pour un PM en VEM mesurée avec le détecteur d'Orsay (courbe noire) et simulée avec EasySim dans les conditions normales d'Orsay (point rouge). La trace moyenne simulée a été obtenue avec (gauche) et sans la réflexion spéculaire (droite). L'amplitude de la trace moyenne simulée a été normalisée pour être superposable à celle mesurée.

Des simulations ont été faites en faisant varier la longueur d'absorption de l'eau et la réflectivité du Tyvek pour essayer d'améliorer la réponse de la simulation. Si on choisit une longueur d'absorption de l'eau plus grande, on doit forcément diminuer la réflectivité du Tyvek pour conserver le même temps de décroissance du signal d'un VEM (Figure B-34). Dès que la longueur d'absorption de l'eau est beaucoup plus grande que les dimensions de la cuve (plus de 100 m), le temps de décroissance d'un signal de muon devient indépendant de sa valeur. Les résultats des simulations montrent qu'avec des jeux de paramètres longueur d'absorption, réflectivité du Tyvek différents conservant le temps de décroissance, le nombre de photoélectrons ne change pas et le détail de la forme des traces moyennes non plus. Le Tableau B-4 récapitule les résultats de la simulation en VEM pour les différents jeux de paramètres.

Longueur d'absorption (m)	Réfectivité du Tyvek	Nombre de photoélectrons par PM
19,5	0.973	51
50	0.926	51.7
100	0.912	51.9
200	0.903	51.8

Tableau B-4 : Nombre de photoélectrons par PM pour un VEM pour différents jeux de paramètres longueur d'absorption de l'eau et réfectivité du Tyvek. Le temps de décroissance est maintenu constant à environ 50 ns.

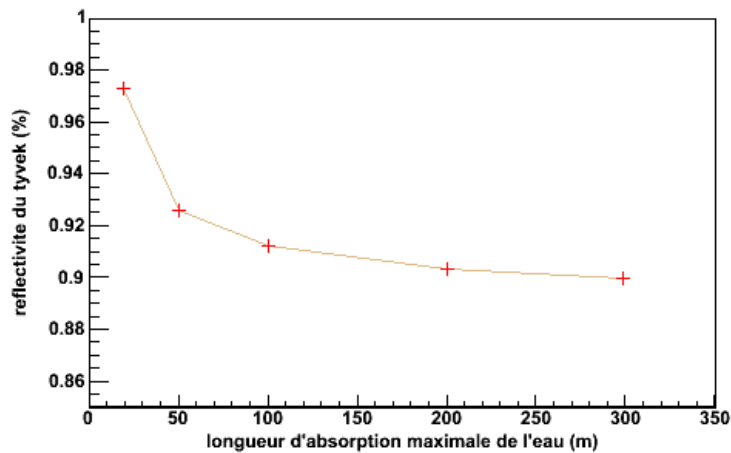


Figure B-34 : Valeurs des paramètres de la simulation (longueur d'absorption de l'eau et réfectivité du Tyvek) pour avoir un temps de décroissance du signal d'un VEM d'environ 50 ns (détecteur d'Orsay).

En résumé, le nombre moyen de photoélectrons détectés pour un VEM a été mesuré à environ 65 photoélectrons par PM pour la cuve d'Orsay et environ 95 pour les détecteurs du réseau de surface. Cette différence peut en grande partie s'expliquer par la moins bonne qualité de l'eau dans le détecteur d'Orsay. Le nombre de photoélectrons produits en simulation est environ 30 % en dessous des valeurs mesurées. Cet écart systématique ne constitue pas un problème pour l'étalonnage des détecteurs du réseau de surface puisque tous les signaux des PM sont normalisés pour chaque détecteur au VEM comme nous le verrons dans la partie B-4.1 .

La répartition de signal en temps dans la trace n'est pas parfaitement reproduit : il y a un peu de trop de signal dans le premier pic de lumière directe ou semi directe par rapport à la partie diffusée. Ces différences sont néanmoins atténuées après le filtre et l'échantillonnage à 40 MHz de l'électronique. La Figure B-35 montre la comparaison d'une trace moyenne de la dynode du PM1 prise en sortie de l'électronique avec la simulation dans les mêmes conditions.

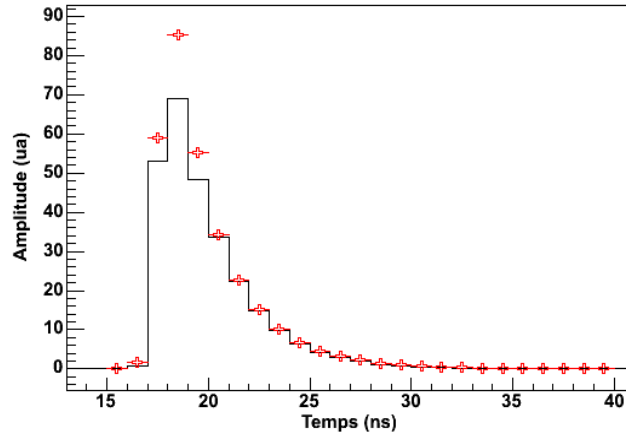


Figure B-35 : Comparaison entre une trace moyenne du PM1 mesurée sur le détecteur CAPISA (trait noir) et celle prédite par la simulation (croix rouge). L'amplitude de la trace moyenne simulée a été normalisée pour que la décroissance de la trace soit superposable avec celle des données. L'axe des abscisses doit être multipliée par 25 (échantillonnage ADC).

B-3.3.1.3 Nouvelle paramétrisation de la longueur d'absorption de l'eau

Une modélisation plus réaliste de la longueur d'absorption de l'eau a été proposée par P. Billoir dans la note [b-71]. La longueur d'absorption $L_{abs}(\lambda)$ est modélisée par la fonction suivante :

$$L_{abs}(\lambda) = \frac{1}{\frac{1}{L_{eau}(\lambda)} + \frac{1}{L_{impureté}}}$$

où $L_{eau}(\lambda)$ représente la dépendance de la longueur d'absorption de l'eau pure dont la valeur maximale est autour de 160 m (mesures faites par R.M. Pope et E.S. Fry en 1997 [b-72]) et $L_{impureté}$ désigne la contribution d'éventuelles impuretés ou bulles d'air dans l'eau ou sur le Tyvek. L'eau pure a une réponse spectrale un peu plus piquée que celle utilisée dans la simulation EasySim (Figure B-36). La composante $L_{impureté}$ est très peu dépendante de la longueur d'onde et peut être estimée à partir des données pour retrouver la valeur du temps de décroissance d'un signal moyen d'un VEM. La valeur déterminée est de l'ordre de 37 m.

Le terme non dépendant de la longueur d'onde a pour effet de diminuer la longueur maximale d'absorption de l'eau pure et d'élargir la réponse spectrale (Figure B-36). Ceci entraîne un plus grand nombre de photoélectrons collectés sur les PM. Le nombre de photoélectrons simulés est augmenté d'environ 8 %, de ~66 à ~71 pe/PM pour un VEM (le temps de décroissance est maintenue constant).

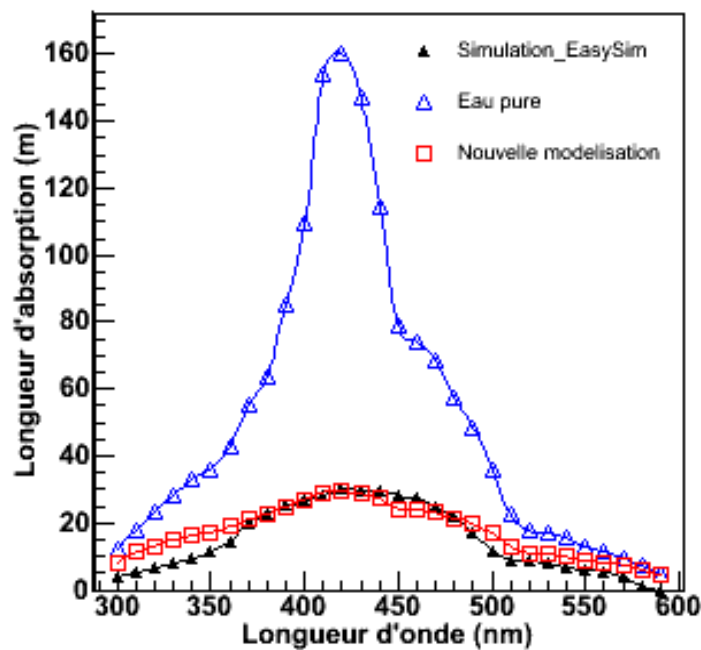


Figure B-36 : Dépendance de la longueur d'absorption de l'eau en fonction de la longueur d'onde pour l'eau pure (triangle creux, mesure R.M. Pope et E.S. Fry en 1997 [b-72]), utilisée dans la simulation EasySim (triangle plein) et pour la nouvelle modélisation (carré creux).

La Figure B-37 montre la comparaison entre une trace moyenne d'un PM mesurée sur le détecteur CAPISA et celle prédite par la simulation avec la nouvelle modélisation de la réponse spectrale de la longueur d'absorption de l'eau. La nouvelle modélisation améliore significativement la forme de la trace moyenne. Néanmoins, il reste encore un léger écart entre la trace simulée et celle mesurée.

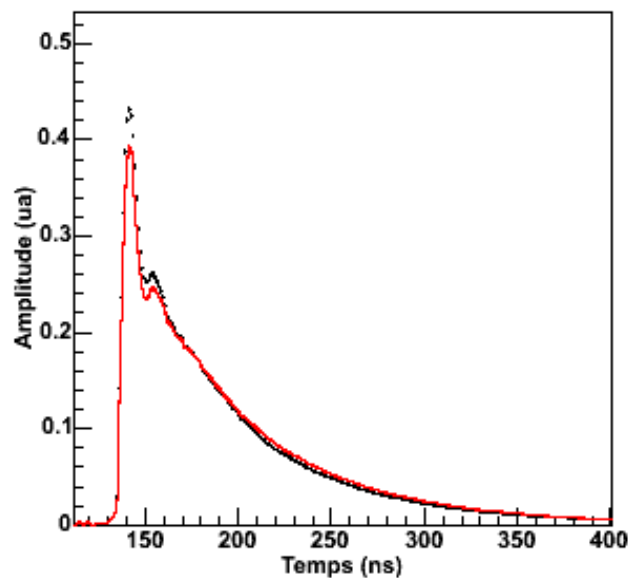


Figure B-37 : Comparaison entre une trace moyenne du PM1 mesurée sur le détecteur CAPISA (trait noir) et celle prédite par la simulation (croix rouge) avec la nouvelle modélisation de la dépendance en longueur d'onde de la longueur d'absorption de l'eau. L'amplitude de la trace moyenne simulée a été normalisée pour que la décroissance de la trace soit superposable avec celle des données.

En résumé, la simulation avec cette nouvelle paramétrisation de la longueur d'absorption de l'eau donne des résultats très encourageants avec une augmentation du nombre de photoélectrons produits par PM pour un VEM et une amélioration de la prédiction d'une trace moyenne. Cette paramétrisation est encore très préliminaire et pourra encore être optimisée. On voit clairement que un paramètre important pour déterminer quel est le bon modèle de la longueur d'absorption de l'eau est la réponse spectrale. Il faudra donc dans un futur proche mesurer cette dépendance avec la longueur d'onde.

B-3.3.2 Muons inclinés

L'étude de la réponse des détecteurs aux muons inclinés est très importante pour la reconstruction des gerbes horizontales (voir partie B-5.3). Pour sélectionner des muons inclinés, les deux scintillateurs sont placés de part et d'autre afin d'obtenir l'angle souhaité (Figure B-38) et de maximiser la longueur parcourue dans l'eau par les muons. Les traces des 3 anodes et des 3 dynodes ainsi que celles des 2 scintillateurs sont enregistrées avec la carte d'acquisition MATACQ VME. L'acquisition est déclenchée comme pour les mesures de VEM par la coïncidence des 2 scintillateurs.

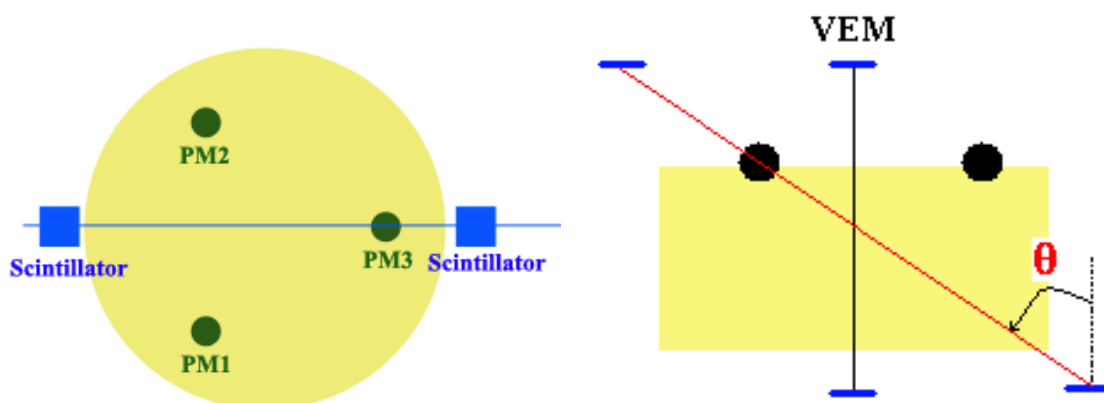


Figure B-38 : Schéma de principe des mesures de muons inclinés.

En effet, pour les muons très inclinés, la sélection avec la coïncidence des deux scintillateurs n'est pas suffisante, à partir d'un angle zénithal d'environ 45° , le taux de muons inclinés devient beaucoup plus faible que celui des doubles muons des petites gerbes. Pour différencier ces deux composantes, on utilise la différence de temps entre les signaux des 2 scintillateurs. L'échantillonnage des traces à 0.5 ns permet de déterminer précisément le temps d'arrivée des signaux avec une interpolation sur le temps de montée à 50 % du maximum. Le temps de vol des muons entre les deux scintillateurs peut se calculer théoriquement d'après la position des scintillateurs. La différence de temps entre deux muons d'une même gerbe va être beaucoup plus étalée en temps. Le graphe de gauche de la Figure B-39 montre un exemple d'une distribution de la différence de temps entre les deux scintillateurs pour un angle zénithal de 60° . *A posteriori* lors de l'analyse des données, une coupure sur la différence de temps d'arrivée des signaux des 2 scintillateurs est appliquée (histogramme hachuré). Cette coupure dépend de la position des scintillateurs. La fenêtre de sélection est très courte, en général moins de 10 ns. L'étroitesse de cette fenêtre permet de rejeter la majorité des coïncidences fortuites (graphe de droite de la Figure B-39).

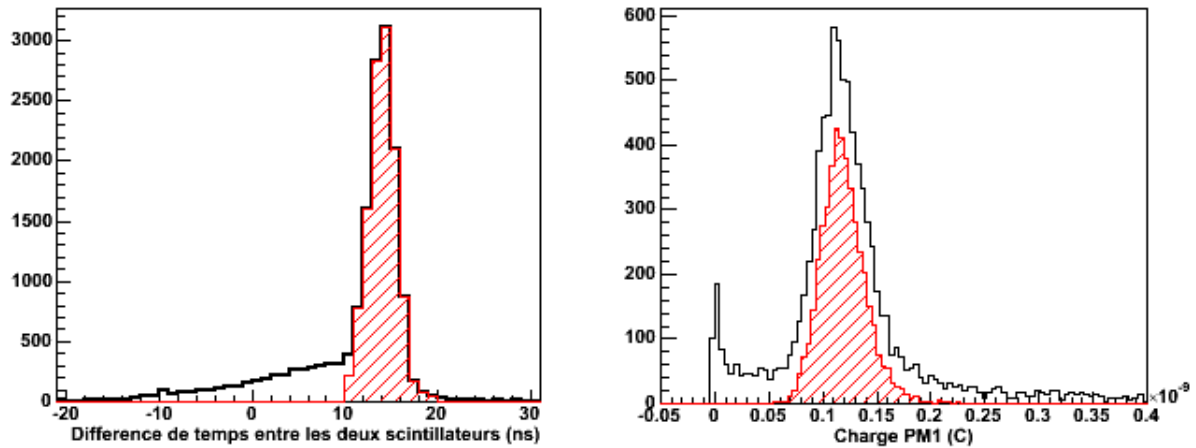


Figure B-39: Graphe de gauche : histogramme de la différence de temps entre les deux scintillateurs pour un angle de 60° . Les événements gardés après la coupure sur la différence de temps sont en hachuré. Le temps de vol théorique des muons entre les deux scintillateurs est de 15 ns. Graphe de droite : effet de la coupure en temps sur l'histogramme en charge du PM1.

Deux séries de mesures ont été faites avec le détecteur d'Orsay dont les différentes configurations testées sont montrées sur la Figure B-40. Durant la première campagne de mesure, 4 angles ont été testés : 22° , 36° , 46° et 56° . Lors de la deuxième campagne de mesures, 6 autres configurations ont été mesurées avec des angles de 60° , 70° et 80° . Pour la deuxième série de mesure, deux angles azimutaux diamétralement opposés ont été choisis pour favoriser ou défavoriser le PM3. Ces configurations angulaires représentent les deux cas extrêmes, toutes les autres configurations ayant la même longueur parcourue dans l'eau donneront des résultats intermédiaires entre les deux cas testés. Pour cette série, les scintillateurs ont été orientés perpendiculairement à la direction d'arrivée des muons pour augmenter le flux de muons détectés et réduire le bruit de fond des gerbes atmosphériques. Pour tous les angles inférieurs à 60° , les muons sélectionnés par les scintillateurs entrent dans la cuve par le dessus et sortent par le dessous. Par contre, pour 70° , les muons entrent par le côté et sortent par le dessous et pour 80° , ils entrent et sortent par le côté de la cuve (Figure B-40).

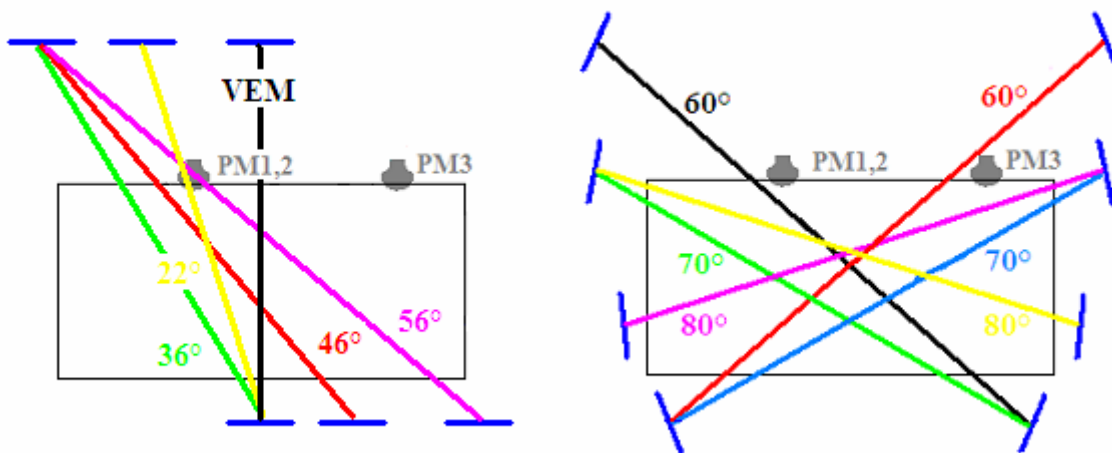


Figure B-40 : Schéma représentant les différentes configurations testées lors des deux campagnes de mesure.

Comme pour l'étude sur le VEM, les paramètres d'entrée de la simulation ont été adaptés au détecteur d'Orsay avec une longueur d'absorption maximale de l'eau de 19.5 m et une réflectivité maximale du Tyvek de 97.3 %. Les scintillateurs sont positionnés exactement comme dans les mesures. Les simulations ont été faites avec des muons de 1 GeV pour les angles inférieurs à 50 ° et de 10 GeV au-delà.

Les 6 graphes de la Figure B-41 montrent les résultats des mesures (graphes de gauche) et des simulations (graphes de droite) de la charge des 3 PM et de la moyenne des 3 en fonction de la longueur parcourue par les muons. Les mesures ont été normalisées au VEM pour s'affranchir des différences d'étalonnage entre les 3 PM. De manière générale, la réponse des 3 PM peut être très différente à grand angle. Systématiquement, la charge du PM proche de la direction d'arrivée des muons est plus importante que celle des deux autres. Pour quantifier cette asymétrie dans la réponse des PM, on définit la «balance en charge des PM» comme le rapport entre la charge du PM favorisé et celle de la moyenne des deux autres PM. Jusqu'à environ 70°, malgré la balance en charge des PM qui augmente, la charge totale mesurée (point vert) reste proportionnelle à la longueur parcourue dans l'eau (moins de 5 % d'écart). Les 2 configurations pour des angles de 60, 70 et 80 ° donnent exactement les mêmes charges totales, malgré des balances entre PM très différentes. Au-delà, la composante de lumière directe ou semi directe devient tellement importante que la charge totale décroche du cas linéaire avec la longueur parcourue dans l'eau. La largeur relative des histogrammes en charge demeure constante quel que soit l'angle zénithal (~45 % pour les 3 PM individuels). La largeur des histogrammes est aussi proportionnelle à la longueur parcourue par le muon dans l'eau alors qu'on s'attendrait à ce que la dépendance soit en racine carrée de la longueur parcourue (distribution de Poisson du nombre de photons émis).

La simulation EasySim reproduit très bien la charge totale quel que soit l'angle ou la configuration testée. Par contre, la balance en charge est toujours plus grande dans la simulation que dans les données. Cet écart peut atteindre 20 % pour des angles zénithaux très élevés. La charge simulée dans le PM favorisé est toujours trop grande au détriment des deux autres. La largeur des histogrammes en charge simulés est beaucoup plus petite que celle mesurée (~34 % pour les PM individuels). Néanmoins, la simulation reproduit bien la dépendance linéaire de cette largeur avec la longueur parcourue dans l'eau.

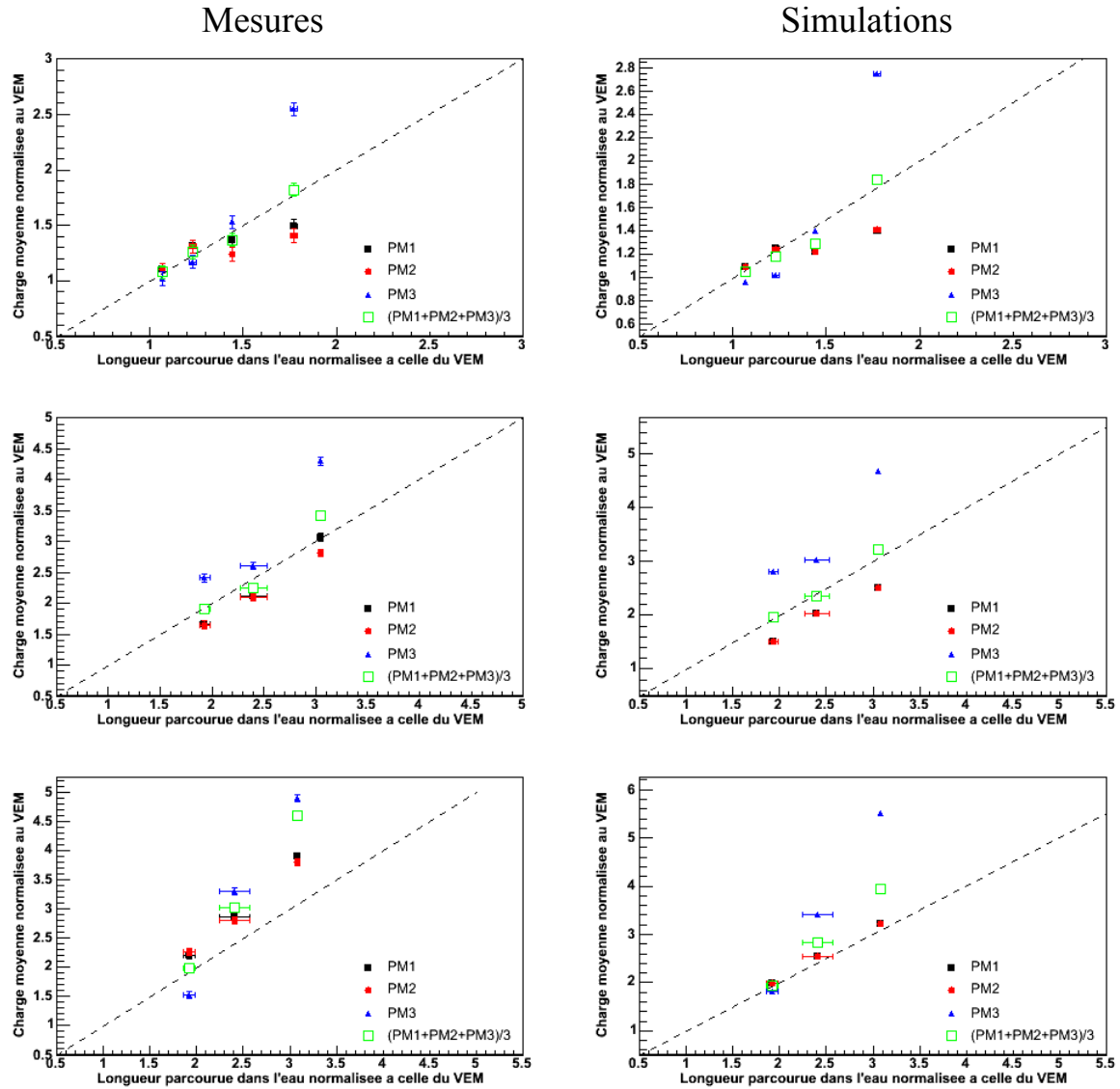


Figure B-41 : Charge moyenne des 3 PM et de la moyenne des 3 PM mesurées avec le détecteur d'Orsay (gauche) et simulée avec EasySim (droite) en fonction de la longueur parcourue par les muons dans l'eau pour différents angles (en haut: 22, 36, 45 et 56 °, au milieu: 60, 70 et 80 ° avec le PM 3 favorisé et en bas: 60, 70 et 80 ° avec le PM 3 défavorisé). Les mesures et les simulations ont été normalisées à celles du VEM. Les simulations ont été faites avec des muons de 1 GeV pour les angles inférieurs à 50 ° et des muons de 9 GeV au-delà. Les barres d'erreur sur les mesures de longueurs parcourues par les muons dans l'eau représentent la dispersion des longueurs pour environ 10000 muons sélectionnés par les scintillateurs. La ligne pointillée représente la relation de proportionnalité entre la charge (en VEM) et la distance parcourue dans l'eau.

Les 6 graphes de la Figure B-42 montrent l'évolution de l'amplitude des 3 PM ainsi que de la moyenne des trois en fonction de la longueur parcourue par les muons. Comme précédemment, les mesures et les simulations ont été normalisées au VEM. Les mesures de l'amplitude de la moyenne des 3 PM sont beaucoup plus dispersées que celles de la charge moyenne car l'amplitude est extrêmement sensible à la quantité de lumière directe ou semi directe qui est elle-même très sensible à la position d'entrée du muon dans la cuve. La balance en amplitude entre les PM est toujours beaucoup plus grande que celle en charge.

L'amplitude des 3 PM individuels et de la moyenne des trois est toujours assez mal reproduite en simulation. L'amplitude mesurée de la moyenne des 3 PM est toujours plus

grande d'environ 25 % que celle simulée. Les écarts entre les balances en amplitude mesurées et simulées sont de l'ordre de 40 %. L'amplitude du PM favorisé est toujours beaucoup trop grande et à contrario celle des PM défavorisés trop petite. A 80 ° dans le cas où le PM3 est défavorisé, il y a environ un facteur 3 entre la balance mesurée et celle simulée.

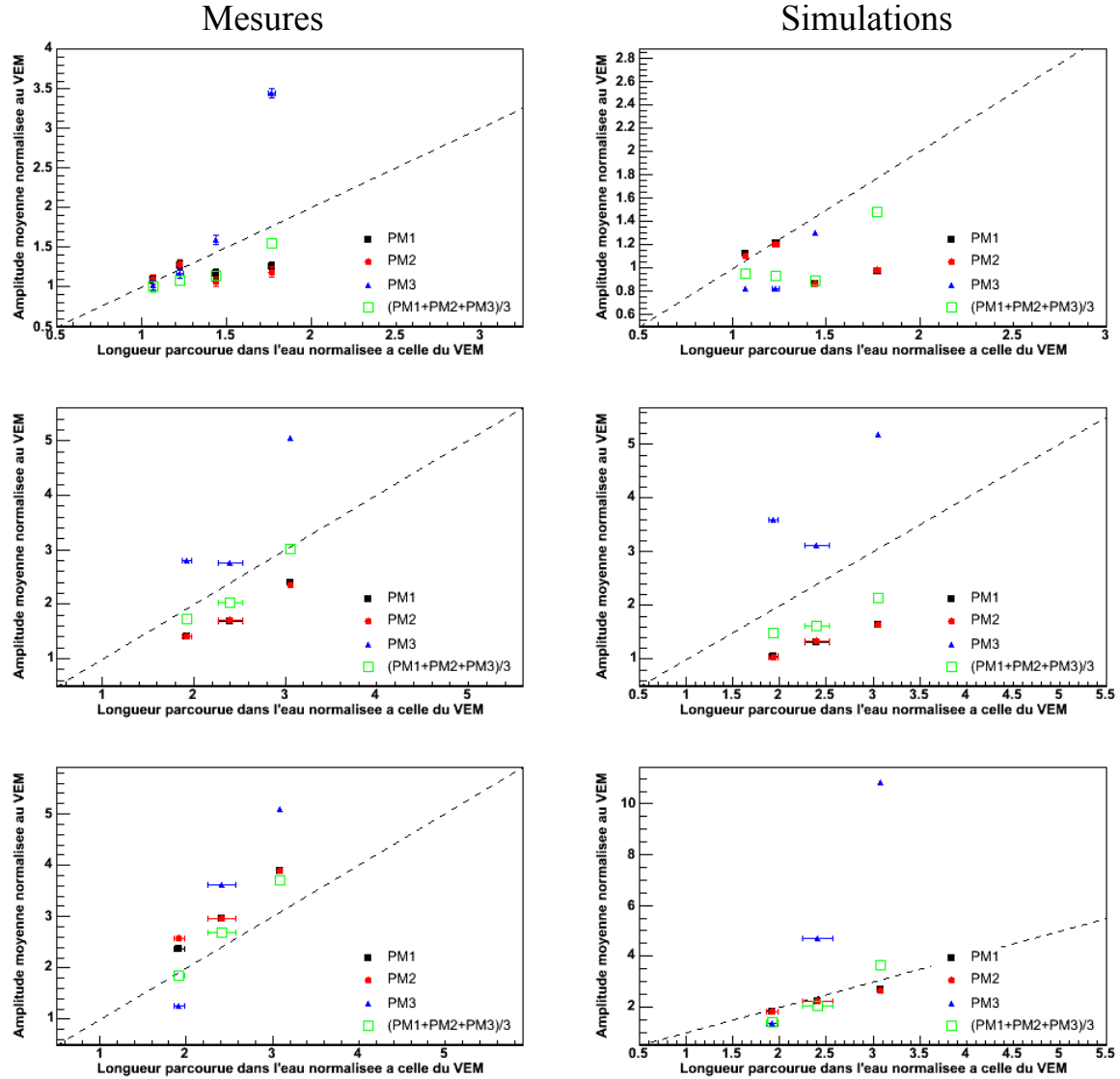


Figure B-42 : Amplitude moyenne des 3 PM et celle de la moyenne des 3 PM mesurée sur la cuve d'Orsay (gauche) et simulée avec EasySim (droite) en fonction de la longueur parcourue par les muons dans l'eau pour différents angles (en haut: 22, 36, 45 et 56 °, au milieu: 60, 70 et 80 ° avec le PM 3 favorisé et en bas: 60, 70 et 80 ° avec le PM 3 défavorisé). Les mesures et les simulations ont été normalisées à celles du VEM.

La Figure B-43 représente les traces moyennes des 3 PM, pour deux configurations de mesure (60 ° avec le PM3 favorisé et 70 ° avec le PM3 défavorisé). En analysant la répartition du signal en temps, on voit clairement deux composantes : un premier pic étroit suivi d'un deuxième beaucoup plus large décalé en temps de quelques dizaines de nano secondes. La première composante rapide est due à la lumière directe ou semi directe et la seconde plus étalée à la partie diffusée. Le temps de décroissance, calculé en ajustant une exponentielle sur la décroissance du signal moyen dans l'intervalle en temps définit par 20 ns et 120 ns après le

maximum, est exactement le même (50.1 ± 0.9 ns) pour les 3 PM et pour les différents configurations angulaires.

Ici encore, les formes des traces moyennes sont bien reproduites, mais le rapport des amplitudes des PM est trop accentué dans la simulation. Il y a trop de signal dans la composante directe ou semi-directe par rapport à celle diffusée.

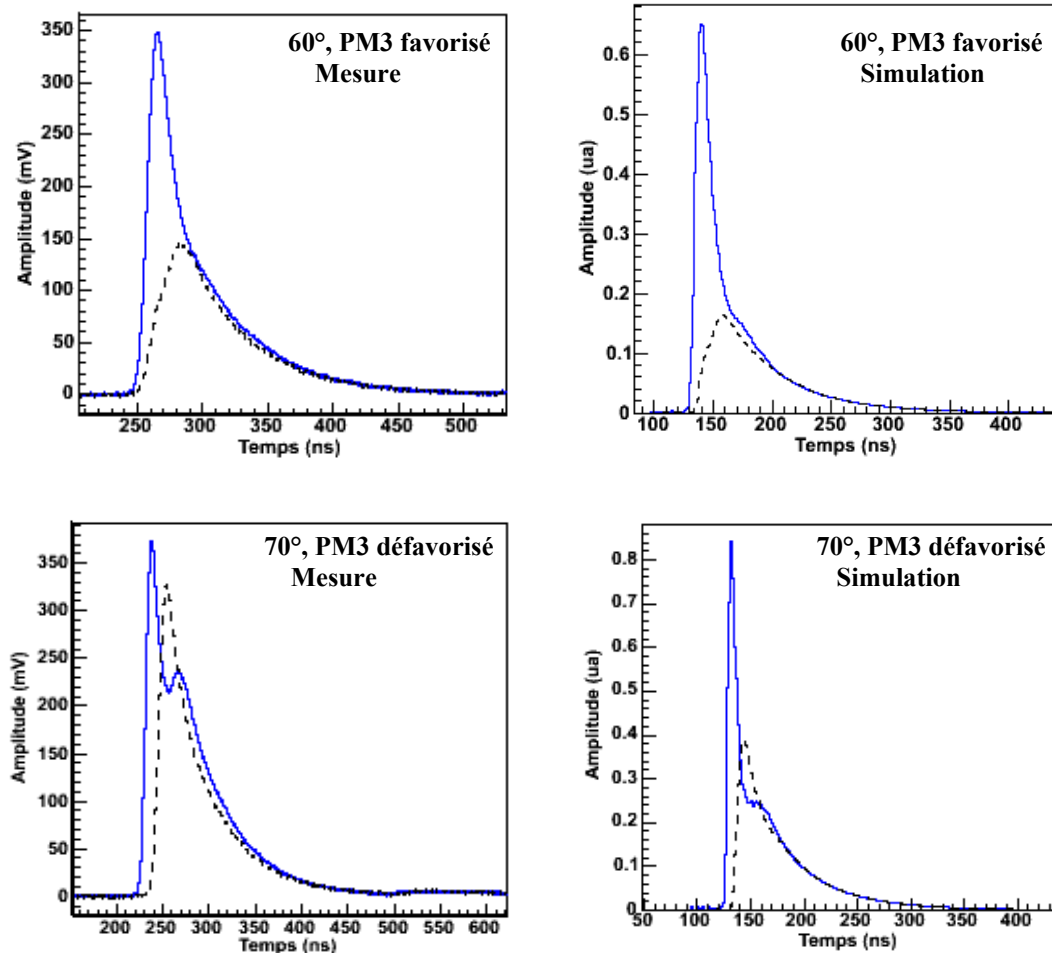


Figure B-43 : Traces moyennes mesurées (gauche) et simulées (droite) des 3 PM pour 60° avec le PM3 favorisé (haut) et pour 70° avec le PM3 défavorisé. Les courbes en trait plein correspondent aux traces moyennes du PM3 et celles en pointillé au PM1.

Les résultats d'un autre code de simulation, utilisant Géant 4 [b-73] ont été comparés avec ceux obtenus avec EasySim. Le code Géant 4 a l'avantage d'avoir une librairie de processus physiques déjà implémentés et surtout tous ces processus sont testés par d'autres expériences de physique des particules. Les 4 graphes de la Figure B-44 montrent la comparaison des prédictions en charge et en amplitude entre le simulateur EasySim et Geant4 pour les configurations de la deuxième série de mesure ($\theta=60, 70, 80^\circ$). La simulation du détecteur Géant 4 donne les mêmes résultats en charge que EasySim aussi bien pour les PM individuels que pour la moyenne des trois. Par contre, pour les simulations avec le PM3 favorisé, l'amplitude du PM3 (ainsi que la moyenne des 3 PM) est un peu plus grande dans EasySim que dans Geant 4. Donc, le désaccord entre la simulation et les données ne semble pas être

liée au fait que EasySim est une simulation rapide et l'implémentation des processus physiques n'est pas en cause.

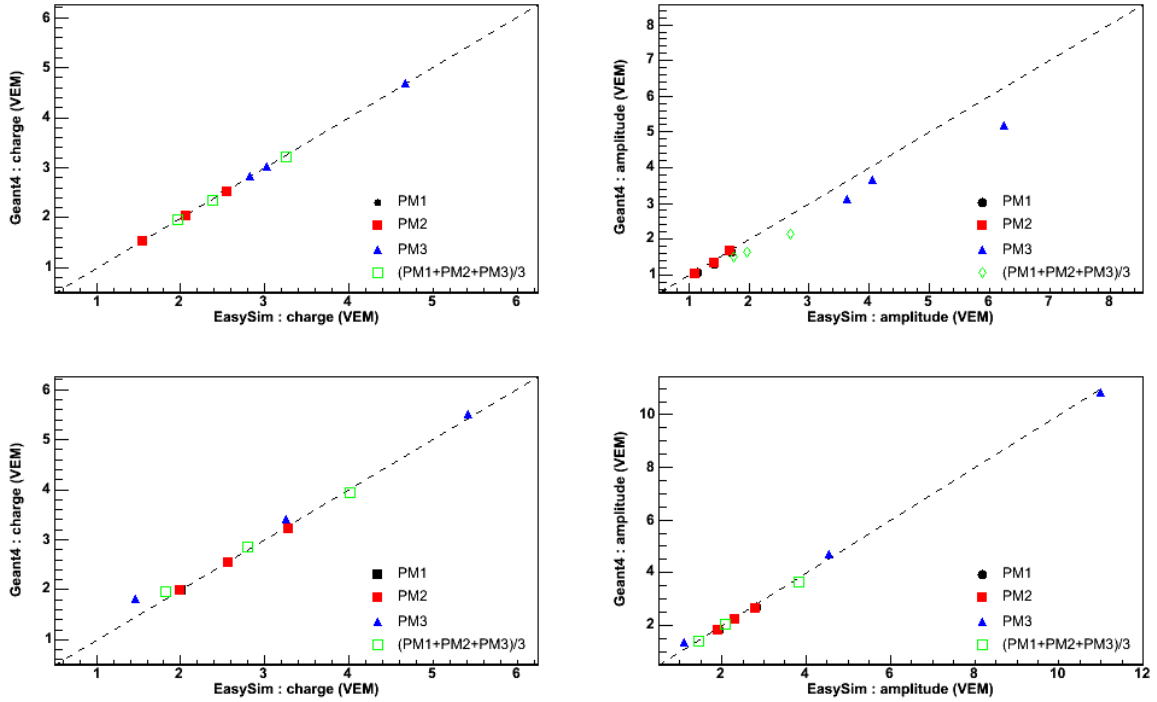


Figure B-44 : Comparaison des résultats en charge (gauche) et en amplitude (droite) des 3 PM et de la moyenne des 3 entre la simulation EasySim et celle basée sur Geant4. Les configurations correspondent à la deuxième série de mesure, en haut: le PM3 est favorisé et en bas le PM3 est défavorisé (Figure B-39, droite). Les résultats ont été normalisés au VEM.

En résumé, les mesures de muons inclinés mettent en évidence que les signaux des 3 PM peuvent être très différents les uns des autres à grand angle. Malgré ces différences, la charge totale reste proportionnelle à la longueur parcourue par les muons jusqu'à un angle zénithal d'environ 70°. Au-delà, la composante de lumière directe devient tellement grande que la charge totale est toujours supérieure au produit de la charge du VEM fois la longueur d'eau parcourue (normalisée à la hauteur d'eau de la cuve). La dispersion des histogrammes en charge est aussi proportionnelle à la longueur parcourue. Les mesures faites avec la cuve d'Orsay confirment les résultats obtenus avec le détecteur de test installé à Tandar en Argentine [b-74][b-75]. La simulation reproduit très bien les évolutions de la charge moyenne des trois PM normalisée au VEM et de la largeur relative quelque soit l'angle zénithal (moins de 5 % d'écart). Ce résultat est très important pour la procédure de reconstruction de l'énergie des gerbes horizontales (voir partie B-5.5).

Malgré tout le fait que la simulation ne reproduit pas bien la répartition de ce signal entre les 3 PM à grand angle et la répartition du signal d'un PM en temps dans les traces avec trop de lumière directe ou semi directe par rapport à la composante diffusée indique que la simulation doit être améliorée et complétée. La non reproduction en simulation de la balance en amplitude des PM peut engendrer un biais sur le déclenchement des détecteurs avec des signaux faibles (loin du cœur) et donc sur la reconstruction de l'énergie des gerbes en simulation. La balance de amplitude des PM fait monter le seuil effectif du T1 (premier niveau de déclenchement) (voir partie B-4.2.1).

B-3.3.3 Muons multidirectionnels

La réponse de la cuve aux muons multidirectionnels et sa relation avec le VEM sont deux paramètres cruciaux pour l'étalonnage des détecteurs du réseau de surface (voir partie B-4.1). La Figure B-45 montre les histogrammes de la charge des muons multidirectionnels pour un PM individuel et pour la moyenne des trois. Les mesures ont été faites avec le détecteur CAPISA en déclenchant l'acquisition par la coïncidence des 3 PM au dessus d'un seuil très bas ($\approx 0.1 \times I_{VEM}$, amplitude du VEM). Le spectre se décompose en deux parties : un pic à basse énergie qui provient des électrons et des photons des petites gerbes et un pic dû aux muons atmosphériques. La collection de lumière étant meilleure avec trois PM qu'avec un seul, le nombre de photons détectés par les trois PM sera plus élevé qu'avec un seul ce qui entraîne que la position du pic des muons en charge pour la moyenne des 3 PM est décalée d'environ 10 % par rapport à celle pour les PM individuels. La largeur relative moyenne des histogrammes en charge est d'environ 35 % pour un PM individuel et autour de 20 % pour la moyenne des 3 PM (Tableau B-6).

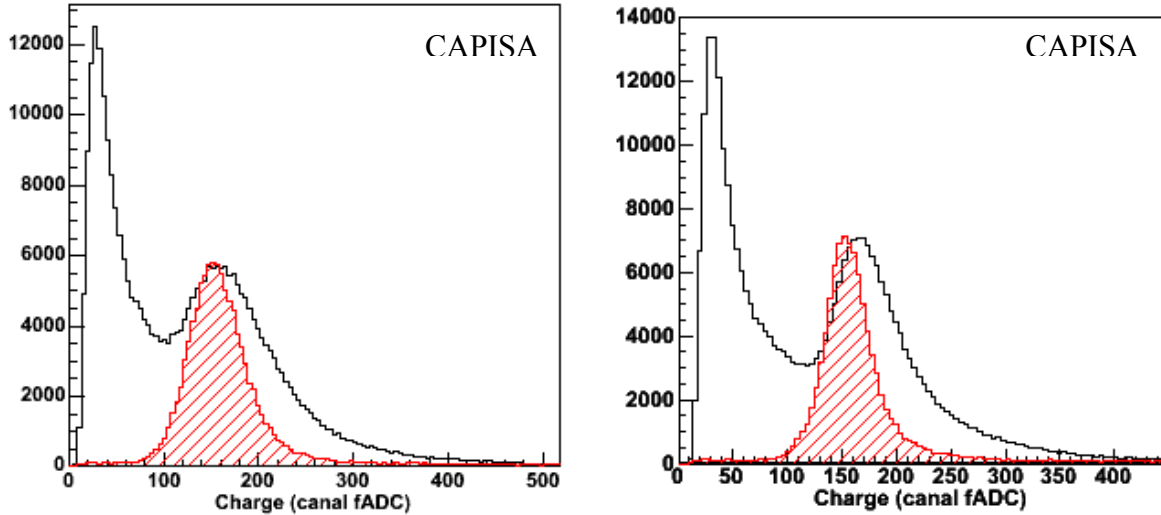


Figure B-45: Histogramme en charge des muons multidirectionnels (trait noir) et des muons verticaux (hachuré) pour un des 3 PM individuels (gauche) et pour la moyenne des 3 PM (droite). Les mesures ont été faites sur le détecteur CAPISA.

La position du pic en charge des muons atmosphériques, nommée Q_{VEM}^{peak} , est reliée à celle du VEM (Q_{VEM}). Le Tableau B-5 récapitule les résultats du rapport entre la position du pic des muons atmosphériques et celle du VEM mesuré sur différentes cuves tests. Les valeurs moyennes des rapports entre Q_{VEM}^{peak} et Q_{VEM} sont de 1.02 ± 0.02 pour les PM individuels et de 1.09 ± 0.01 pour la somme des trois PM en charge.

Q_{VEM}^{peak} / Q_{VEM}	PM individuel	PM somme
Orsay	1.00	1.09
CAPISA	1.04	1.09
LARABELLE	1.02	1.08

Tableau B-5 : Rapports en charge entre Q_{VEM}^{peak} et Q_{VEM} pour un PM individuel et pour la moyenne des 3 PM mesurés sur les détecteurs d'Orsay, de CAPISA et de LARABELLE.

Largeur relative	PM individuel	PM somme
Orsay	38%	21%
CAPISA	31%	20%
LARABELLE	32 %	20 %

Tableau B-6 : Largeur relative du pic de muon mesuré par un seul PM ou par la moyenne des 3 avec les détecteurs d'Orsay, CAPISA et de LARABELLE.

Pour reproduire l'histogramme en charge obtenu en déclenchant l'acquisition par la coïncidence des 3 PM, on doit simuler un flux réaliste de muons mais aussi d'électrons et de photons suivants un spectre en énergie et une distribution angulaire en $\cos^2(\theta)$. Les proportions entre les différentes particules sont 37.1 % de photons, 21.3 % d'électrons et 41.6 % de muons. La Figure B-46 présente les histogrammes en charge obtenus par simulation pour un PM individuel et pour la moyenne des 3 PM.

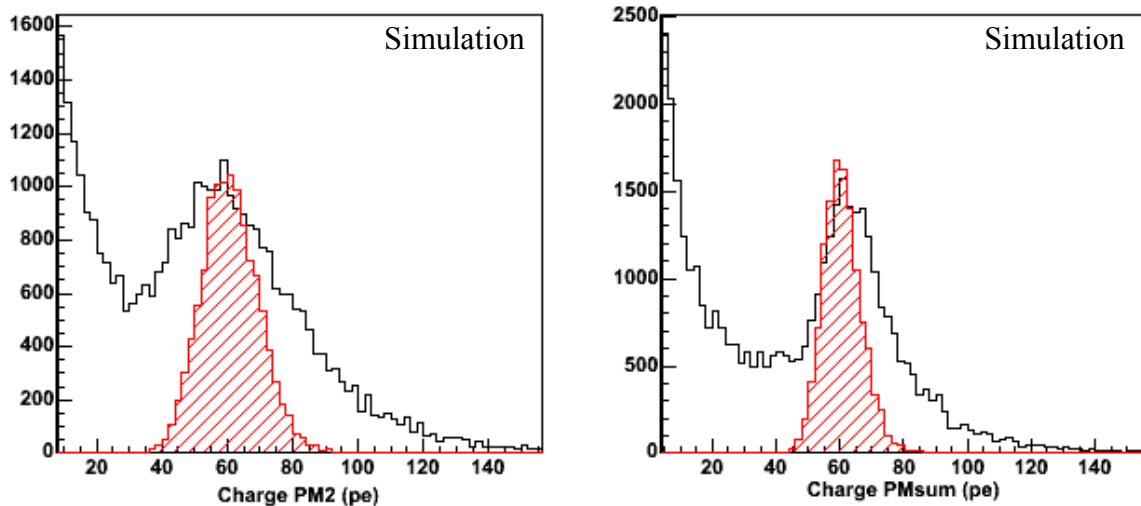


Figure B-46 : Histogrammes en charge simulés des muons multidirectionnels (noir) et des muons verticaux (rouge) pour la moyenne des 3 PM (droite) et pour un des 3 PM individuels (gauche). Les simulations ont été faites en configuration Auger en injectant des muons, des électrons et des photons suivant un spectre en énergie et une distribution angulaire en $\cos^2(\theta)$.

La position du pic obtenue en simulation est comme pour le VEM environ 30 % en dessous des valeurs mesurées. Le décalage entre la charge de la moyenne des 3 PM et celle d'un PM individuel est bien reproduit (~10 %). Les rapports entre Q_{VEM}^{peak} et Q_{VEM} sont de 0.97 pour les PM individuels et de 1.05 pour la moyenne des 3 PM (Tableau B-7). Ces deux

rapports sont très proches de ceux mesurés dans les différents détecteurs tests. La largeur relative des histogrammes simulés est toujours un peu plus petite que celle des histogrammes mesurées mais l'écart est moins important que pour les largeurs relatives des histogrammes de VEM.

Simulation	PM individuel	PM somme
Q_{VEM}^{peak} / Q_{VEM}	0.97	1.05
Largeur relative	37 %	16 %

Tableau B-7 : Rapports en charge entre Q_{VEM}^{peak} et Q_{VEM} et largeur relative pour un PM individuel et pour la moyenne des 3 PM obtenus en simulation.

Pour comprendre la forme du spectre en charge des muons atmosphériques et la relation par rapport au VEM, la réponse du détecteur aux muons atmosphériques peut être modélisée en se basant sur le fait que la charge totale déposée par un muon est proportionnelle à sa longueur parcourue dans l'eau (voir partie B-3.3.2). La Figure B-47 présente la distribution simulée des longueurs d'eau traversées par des muons atmosphériques dont la direction est tirée aléatoirement dans une distribution en $\cos^2(\theta)$.

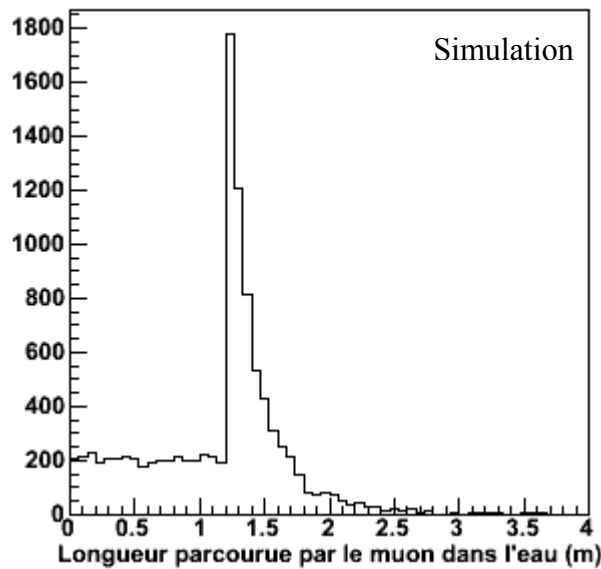


Figure B-47 : Histogramme simulé des longueurs parcourues dans l'eau par 10000 muons traversant la cuve. Les directions des muons injectés ont été tirées aléatoirement dans une distribution en $\cos^2(\theta)$. 1.2 m correspond à la hauteur de la cuve et 3.8 m correspond à la diagonale.

Pour expliquer en détail la forme de cette distribution, on utilise un calcul semi analytique en intégrant sur tous les chemins possibles à travers la cuve à partir d'un flux en $\cos^2(\theta)$. Pour plus de simplicité, on peut diviser le problème en 3 parties: les muons qui entrent par le dessus et sortent par le dessous de la cuve, les muons qui rentrent par le dessus et sortent par le coté et enfin les muons qui entrent et sortent par le coté. Les détails des calculs peuvent être trouvés dans le papier [b-76]. La Figure B-48 montre le résultat des calculs pour chacune des composantes et pour la somme des trois.

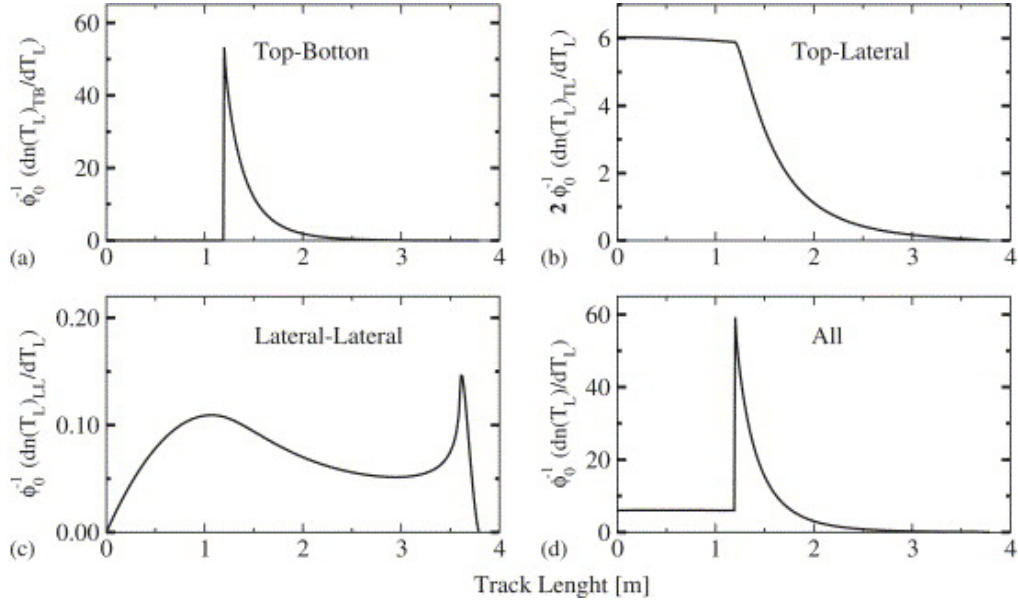


Figure B-48: Distributions théoriques des longueurs parcourues par les muons dans l'eau dans différentes conditions: en haut et à gauche : le muon entre par le haut de la cuve et ressort par le bas, en haut et à droite: le muon entre par le haut et sort par le côté de la cuve, en bas et à gauche : le muon entre et ressort par le côté de la cuve et en bas à droite : somme des trois cas précédents [b-76].

En première approximation, on peut retrouver la forme de la distribution de charge des muons atmosphériques en convoluant la distribution des longueurs parcourues par les muons atmosphériques dans la cuve avec la distribution de charge d'un VEM. Cette approche reproduit bien le pic des muons de l'histogramme en charge (Figure B-49). On peut aussi montrer que ce modèle est peu dépendant de la largeur de l'histogramme en charge du VEM. Ceci pourrait expliquer pourquoi la différence entre la largeur de l'histogramme en charge mesuré et celui simulé est beaucoup plus faible que celle trouvée dans le cas du VEM. Pour affiner ce calcul, il faudrait prendre en compte la lumière directe ou semi directe pour les très grands angles ($\theta > 60^\circ$).

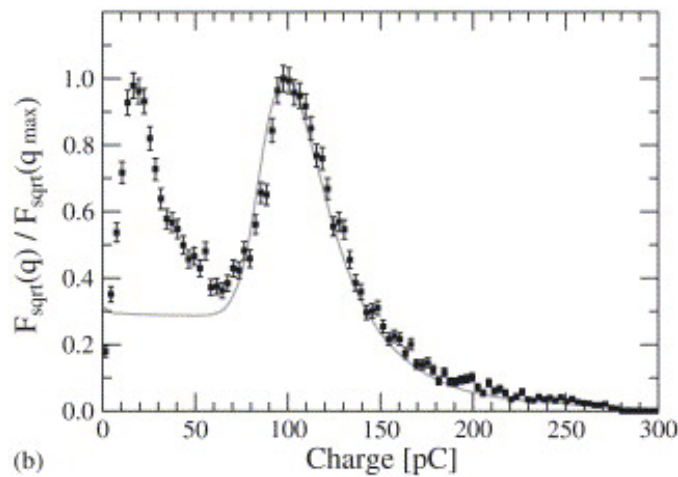


Figure B-49 : Comparaison entre la distribution obtenue avec le modèle (ligne) et celle mesurée sur le détecteur de Tandar (points) [b-76].

En résumé, la simulation reproduit très bien la relation en charge (et en amplitude) entre les muons multidirectionnels et le VEM. Le petit modèle basé sur la proportionnalité de la

charge totale avec la longueur parcourue dans l'eau permet d'expliquer la forme du spectre en charge des muons atmosphériques et sa relation avec le VEM. Les relations en charge entre Q_{VEM}^{peak} et Q_{VEM} sont de 1.02 ± 0.02 pour les PM individuels et de 1.09 ± 0.01 pour la somme des trois PM en charge. Cette relation est extrêmement importante pour l'étalonnage des détecteurs (voir partie B-4.1).

B-3.4 Influence de la hauteur d'eau

B-3.4.1 Mesures et simulations

Cette partie présente les mesures faites avec le détecteur CAPISA sur l'influence de la hauteur d'eau sur la réponse de cuves Čerenkov aux muons verticaux (VEM) et aux muons atmosphériques. Une fuite a été faite dans cette cuve pour que le niveau de l'eau baisse d'environ 7.5 cm par jour de 1.2 m à environ 74.5 cm. Les données ont été accumulées pendant toute la période de vidage. Les 3 PM au départ de l'expérience ne sont pas parfaitement étalonnés ce qui entraîne un écart moyen entre les charges des 3 PM d'environ 2 %. Les 2 graphes de la Figure B-51 présentent la comparaison de la charge d'un VEM entre les mesures et les simulations en fonction de la hauteur d'eau.

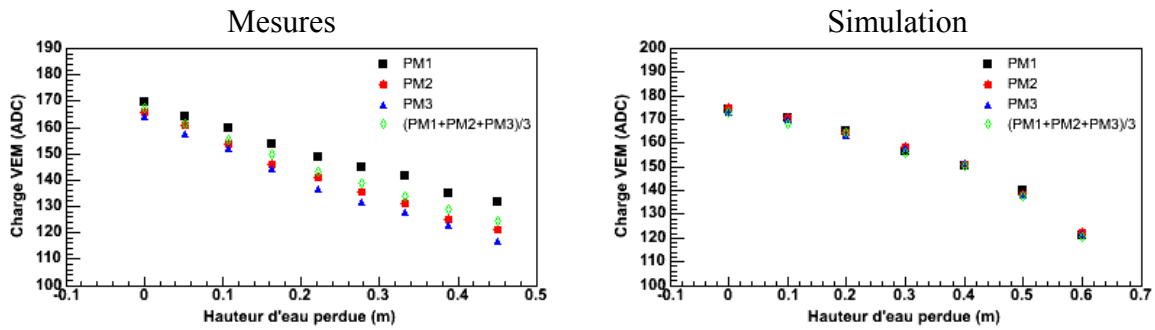


Figure B-50 : Graphes de gauche : évolution de la charge d'un VEM mesurée sur le détecteur CAPISA en fonction de la hauteur d'eau perdue. Graphes de droite : prédictions de la simulation.

La charge des 3 PM décroît d'environ 8.3 ADC/ 10 cm avec la hauteur d'eau (environ 5 % pour 10 cm). L'écart entre les PM semble s'agrandir de 2 % au départ jusqu'à environ 8 % pour un niveau d'eau d'environ 75 cm. Par contre, le rapport entre la charge de la moyenne des 3 PM et la moyenne des 3 charges des PM individuels reste constant. Cette décroissance de la charge avec la hauteur d'eau peut s'expliquer par le fait que le nombre de photons Čerenkov produit par le passage du muon dans la cuve est directement proportionnel à sa longueur parcourue dans l'eau. On s'attend donc à ce que la charge (quantité de signal) diminue quasi linéairement avec le niveau d'eau. La simulation reproduit assez bien la dépendance avec la hauteur d'eau, la pente obtenue par simulation est d'environ -7.8 ADC/10 cm (moins de 8 % d'écart avec les données). Ce qui indique que l'effet Čerenkov et la propagation des photons dans l'eau sont bien implémentés.

Les 2 graphes de la Figure B-51 présentent la comparaison sur l'amplitude d'un VEM entre les mesures et les simulations en fonction de la hauteur d'eau.

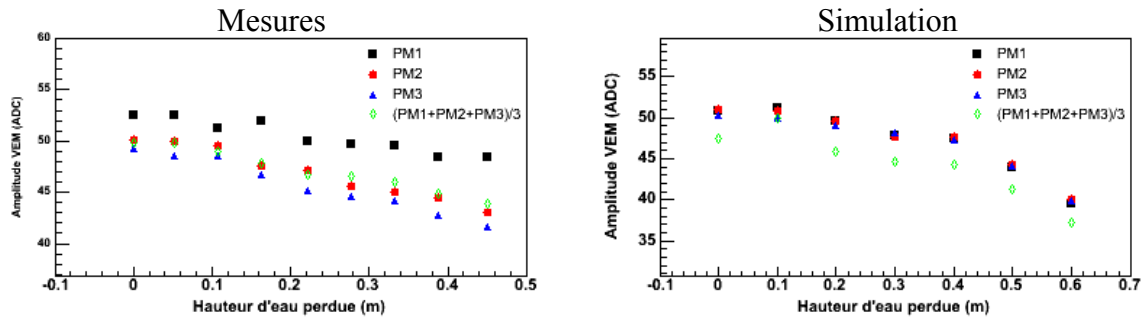


Figure B-51 : Graphes de gauche : évolution de l'amplitude d'un VEM mesurée sur le détecteur CAPISA en fonction de la hauteur d'eau perdue. Graphes de droite : prédictions de la simulation.

De la même manière, l'amplitude décroît avec la hauteur d'eau avec une pente moyenne d'environ 1.4 ADC/10 cm ($\sim 3\%$ /10 cm). Cette pente est plus faible que celle mesurée en charge. Ceci peut se comprendre car l'amplitude est plus sensible à la lumière directe ou semi-directe qui dépend fortement de la position d'entrée et moins de la hauteur d'eau. Cette décroissance est aussi très bien reproduite en simulation (pente simulée d'environ -1.5 ADC/10 cm). Comme pour la charge, les écarts entre l'amplitude de chaque PM s'agrandissent. Le fait que la charge et l'amplitude décroissent avec des pentes différentes entraîne que le rapport entre la charge et l'amplitude diminue aussi avec la hauteur d'eau (Figure B-51). La pente du rapport entre la charge et l'amplitude d'un VEM avec la hauteur d'eau est d'environ -0.09 /10 cm avec la hauteur d'eau. La simulation donne une pente moyenne plus faible d'environ -0.06 /10 cm.

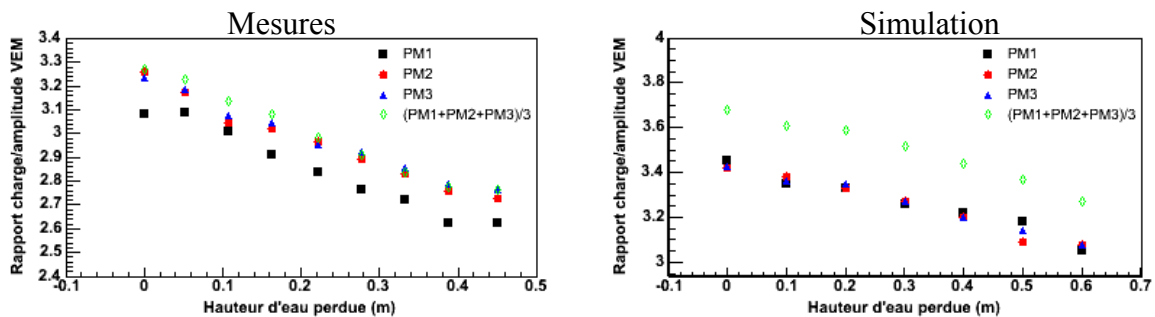


Figure B-52 : Graphes de gauche : rapport entre la charge et l'amplitude du VEM en fonction de la hauteur d'eau perdue. Graphes de droite : prédictions de la simulation.

Les 2 graphes de la Figure B-53 présentent les comparaisons entre les mesures et les simulations du temps de décroissance du signal moyen en fonction de la hauteur d'eau.

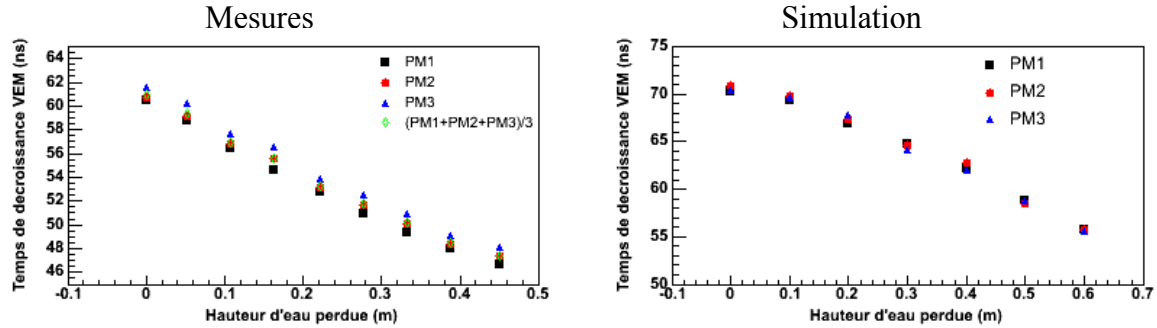


Figure B-53 : Graphes de gauche : Temps de décroissance d'un signal moyen de VEM en fonction de la hauteur d'eau perdue. Graphes de droite : prédictions de la simulation.

Le temps de décroissance décroît d'environ 3.0 ns/10 cm avec la hauteur d'eau. Cette dépendance avec la hauteur d'eau est bien reproduite dans la simulation : la pente simulée est de -2.8 ns/10 cm. Cette baisse peut naturellement s'expliquer par la diminution du volume (quand le volume diminue, le nombre de réflexions des photons augmente et donc le nombre de photons absorbés dans le Tyvek augmente aussi).

Les 4 graphes de la Figure B-54 montrent les comparaisons en charge et en amplitude pour les muons multidirectionnels entre les mesures sur le détecteur CAPISA et la simulation avec EasySim en fonction de la hauteur d'eau.

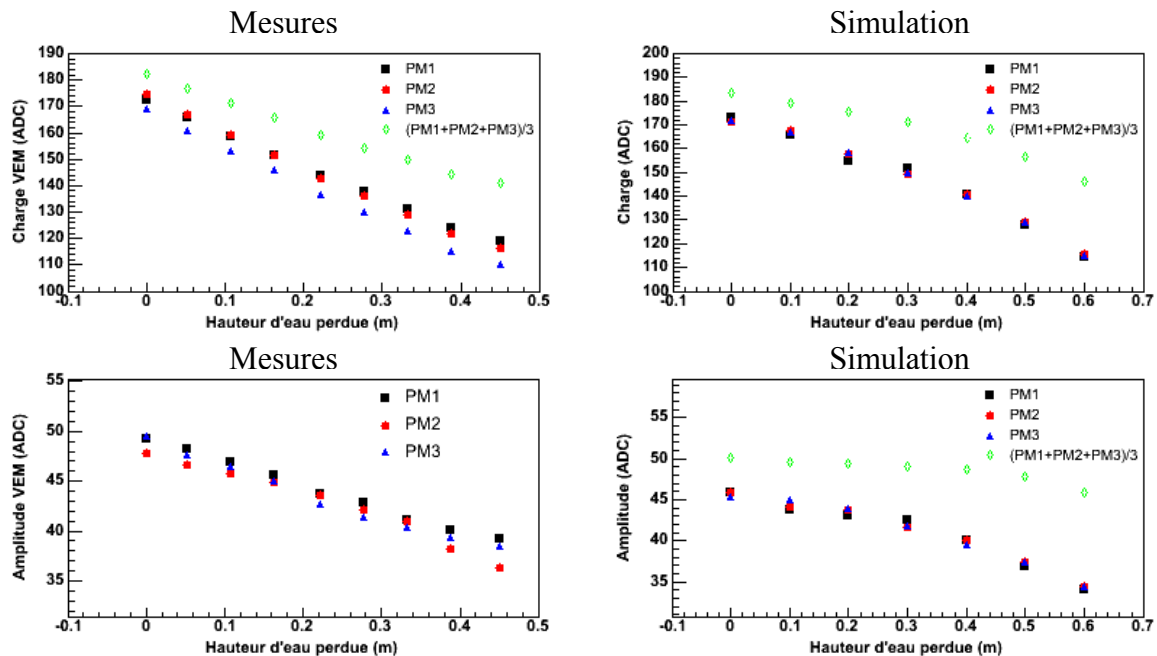


Figure B-54 : Graphes de gauche : évolution de la charge (en haut) et de l'amplitude (en bas) des muons multidirectionnels en fonction de la hauteur d'eau perdue. Graphes de droite : prédictions de la simulation.

La charge et l'amplitude du pic de muons multidirectionnels décroissent avec la hauteur d'eau avec des pentes moyennes en charge d'environ -11.5 ADC/10 cm pour les 3 PM individuels et d'environ -8.4 ADC/10 cm pour la moyenne 3 PM et en amplitude -2.5 ADC/10 cm pour les 3 PM individuels. Les pentes simulées sont toujours plus faibles que celles mesurées : -9.4 ADC/10 cm pour la charge d'un PM individuel, -5.7 ADC/10 cm pour la charge de la moyenne de 3 PM et -2.4 ADC/10 cm pour l'amplitude des PM individuels. Les dépendances pour les 3 PM individuels de la charge et de l'amplitude des muons multidirectionnels avec la hauteur d'eau sont plus importantes que celles pour le VEM. Cette différence implique que les rapports en charge et en amplitude entre les muons atmosphériques et le VEM vont aussi décroître avec la hauteur d'eau (Figure B-55). Par contre, la décroissance de la charge de la moyenne des 3 PM est moins rapide avec les muons multidirectionnels qu'avec le VEM. Ceci implique que le rapport en charge entre ces deux quantités va croître quand le niveau d'eau baisse. La simulation reproduit bien les dépendances de ces rapports en charge et en amplitude avec la hauteur d'eau.

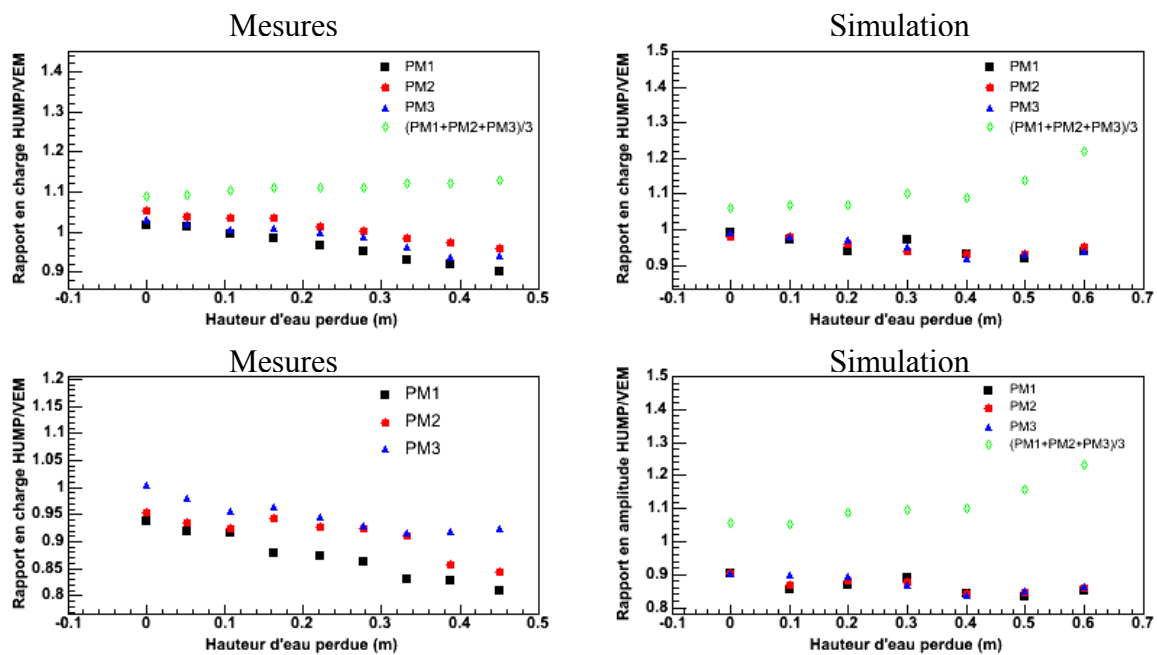


Figure B-55 : Graphes de gauche : évolution du rapport de la charge des muons multidirectionnels sur celle du VEM (en haut) et du rapport de l'amplitude des muons multidirectionnels sur celle du VEM (en bas) en fonction de la hauteur d'eau perdue. Graphes de droite : évolution des deux rapports obtenus en simulation.

En résumé, la réponse des détecteurs du réseau de surface aux muons dépend de la hauteur d'eau dans les cuves. La simulation reproduit relativement bien la dépendance de tous les paramètres avec la hauteur d'eau. L'analyse des paramètres de cette réponse (charge, amplitude, rapport charge sur amplitude ou temps de décroissance des signaux de muons) peut être un indicateur du niveau d'eau. Les mesures faites avec le détecteur CAPISA confirment les études précédentes faites avec la cuve LAURA [b-77]. Ces paramètres ne sont pas utilisables pour l'instant car ils dépendent de nombreux facteurs comme par exemple la température. Une autre méthode a été proposée et testée pour surveiller la hauteur d'eau des cuves utilisant comme paramètre discriminant le rapport entre la charge des électrons issus de la décroissance des muons par rapport celle des muons [b-61]. La charge des muons, comme on l'a vu, décroît avec la hauteur d'eau. En revanche, la charge déposée par les électrons ne dépend presque pas du volume (les électrons sont arrêtés dans la cuve) et reste quasiment

constante. Il a été montré que le rapport entre la charge déposée par les muons et les électrons diminue avec le niveau d'eau et peut être utilisé pour le contrôle.

B-3.4.2 Détermination des paramètres : longueur d'absorption de l'eau et réflectivité du Tyvek

Pour une cuve infinie (sans bord), le taux d'absorption des photons dans l'eau suit une simple loi exponentielle avec une seule constante de temps reliée uniquement de la longueur d'absorption de l'eau. Dès qu'on rajoute des bords, le taux d'absorption ne suit plus une simple loi exponentielle. Il faut tenir compte en plus des pertes liées au Tyvek. En analysant la décroissance du nombre de photoélectrons dans les traces, on peut théoriquement déterminer ces deux coefficients séparément.

B-3.4.2.1 Modélisation de la décroissance des traces

Si on admet que la réparation des photons dans la cuve est homogène (après un temps court pendant lequel la première composante de lumière directe ou semi-directe est dominante), on peut traiter les photons comme un « gaz parfait ». Avec cette hypothèse et en prenant un cas simplifié (non dépendance de la longueur d'absorption de l'eau L_{abs} et de la réflectivité du Tyvek ($1-T_{abs}$) avec la longueur d'onde), on peut modéliser le taux d'absorption des photons dans l'eau et dans le Tyvek (pente de la décroissance d'un signal) par la formule suivante [b-71] :

$$\frac{1}{N(t)} \frac{dN}{dt} = \underbrace{-c_w \frac{1}{L_{abs}}}_{\text{Absorption dans eau}} - \underbrace{c_w \frac{T_{abs} \cdot A + 3 \cdot A_{PMT}}{4V}}_{\text{Absorption dans le Tyvek}}$$

$$\frac{1}{N(t)} \frac{dN}{dt} = -c_w \left(\frac{1}{L_{abs}} + \frac{T_{abs}}{2R} \right) - c_w \frac{T_{abs}}{2h}$$

Équation B-1

où $N(t)$ est le nombre de photons Čerenkov, $c_w = c/n_w$ désigne la vitesse de la lumière dans l'eau d'indice n_w , T_{abs} est le coefficient d'absorption du Tyvek, $A = 2\pi R^2 + 2\pi R h$ est la surface du Tyvek (R est le rayon de la cuve et h sa hauteur), A_{PMT} représente la surface d'un photomultiplicateur (tous les photons arrivant jusqu'aux PM sont totalement absorbés), V désigne le volume de la cuve. En calculant les ordres de grandeur, on voit clairement que la contribution des parois est du même ordre de grandeur que celle de l'eau.

Dans un cas plus réaliste, il faut tenir compte de la dépendance en longueur d'onde λ non seulement des deux paramètres cités précédemment mais aussi de l'efficacité quantique et de l'effet Čerenkov. Pour cela, on intègre la formule précédente sur le spectre en longueur

d'onde. On définit un paramètre $f(\lambda)$ comme le spectre effectif des photons Čerenkov (spectre de l'effet Čerenkov multiplié par la réponse spectrale de l'efficacité quantique). L'évolution du nombre de photoélectrons détectés par les PM avec le temps peut être calculée avec la formule suivante :

$$N(t) = \int f(\lambda) e^{-a(\lambda)t} d\lambda \text{ avec } a(\lambda) = -c_w \left(\frac{1}{L_{abs}(\lambda)} + \frac{T_{abs}(\lambda)A + 3.A_{PMT}}{4.V} \right)$$

En pratique, la forme très piquée de la réponse spectrale de L_{abs} et celle relativement plate de T_{abs} (Figure B-25) impliquent que $a(\lambda)$ passe par un minimum a_0 pour $\lambda = \lambda_0$. L'intégrale précédente peut être approximée par la formule suivante :

$$N(t) = \sqrt{2\pi} . e^{-a_0 t} \left(\frac{f(\lambda_0)}{\sqrt{\gamma}} + \frac{f''(\lambda_0)}{2\sqrt{\gamma}^3} + \frac{f^{(4)}(\lambda_0)}{8\sqrt{\gamma}^5} + \dots \right) \text{ avec } \gamma = a''(\lambda_0) > 0$$

Équation B-2

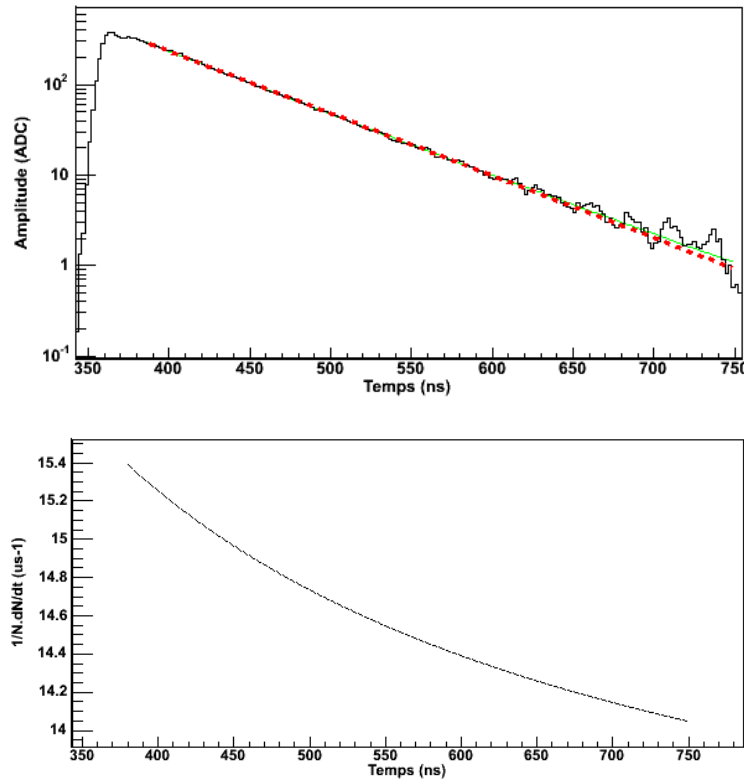


Figure B-56 : Graphe du haut : Ajustement de la décroissance d'un signal moyen de VEM (mesure CAPISA) par deux fonctions : exponentielle en trait rouge et fin et nouvelle modélisation en pointillé vert. Graphe du bas : Evolution de la pente logarithmique.

La Figure B-56 montre l'ajustement du signal avec la fonction $N(t)$ de l'équation précédente (en ne gardant que les deux premiers termes du développement) en enlevant les 30 premières nano secondes après le maximum (dominé par la lumière directe ou semi-directe) et

la fin de la décroissance dominée par la fluctuation du signal. Le graphe du bas de la Figure B-56 montre l'évolution de la pente logarithmique du signal avec le temps qui varie de ~ 65 ns à ~ 70 ns. Pour la suite, on prendra, pour déterminer les 2 paramètres de la cuve, la valeur de la pente ~ 100 ns après le maximum (endroit où les résultats sont les moins dispersées entre les 3 PM).

B-3.4.2.2 Détermination des paramètres L_{abs} et R_T

D'après l'équation B-1, on voit clairement qu'en mesurant l'évolution de la pente logarithmique avec la hauteur d'eau, on peut estimer chacun des paramètres séparément. L'évolution de cette pente avec la hauteur d'eau peut être directement déterminée à partir de l'analyse des traces moyennes présentée dans la partie précédente. Les traces sont échantillonnées à 25 ns avec seulement 17 bins dans la décroissance. L'analyse consiste d'abord à estimer l'évolution de $N(t)$ pour chaque trace à partir de l'ajustement de l'Équation B-2 sur les 17 bins de la décroissance puis à calculer la pente logarithmique ~ 100 ns après le maximum de la trace. La Figure B-57 montre l'évolution de l'inverse de cette pente en fonction de la hauteur d'eau perdue.

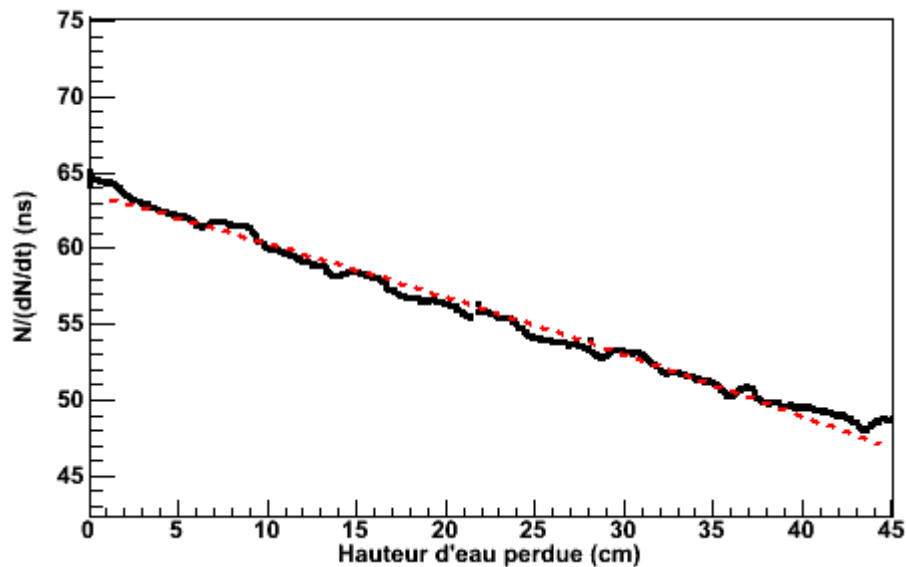


Figure B-57 : Inverse du taux d'absorption des photons (mesuré 3 bins après le maximum) en fonction de la hauteur d'eau perdue. N est mesuré en ajustant la décroissance de la trace par une fonction. Le taux d'absorption est mesuré 3 bins après le maximum de la trace. La ligne en pointillé représente l'ajustement des données par la fonction $1/(a + b/(120 - h))$.

Avec l'équation B-1, on trouve en moyennant sur les trois PM : une longueur d'absorption maximale de l'eau $L_{abs} \approx 42m$ et une valeur de la réflectivité du Tyvek $R_T \approx 97.5\%$. Les résultats pour la réflectivité du Tyvek sont très peu dispersés entre les trois PM (de l'ordre de 0.5 pourcent). La valeur de la réflectivité reste quasiment inchangée ($\sim 0.5\%$ d'écart) lorsque la pente est calculée à une autre position dans la décroissance de la trace. En revanche, les résultats de la longueur d'absorption de l'eau sont dispersés entre les PM et relativement dépendants de la position de calcul de la pente dans la décroissance de la trace (de 30 à 70 m). On retrouve que les résultats de la simulation présentés dans la Figure B-34 : l'amplitude de variation de la longueur d'absorption est beaucoup plus importante que celle de la réflectivité

du Tyvek. Malgré l'incertitude, les résultats sont très proches de ceux pris dans la simulation. Dans l'état actuel des données, cette méthode est peu précise. Il faudrait pouvoir refaire cette expérience sur la hauteur d'eau en prenant des données avec un échantillonnage élevé.

B-3.5 Synthèse

Plusieurs mesures de muons centraux verticaux, de muons très inclinés et de muons multidirectionnels ont permis de caractériser finement la réponse d'un détecteur à effet Čerenkov au passage de muons. Les résultats de ces mesures ont ensuite été comparés aux prédictions d'une simulation du détecteur (EasySim).

De manière générale, la simulation du détecteur reproduit bien l'ensemble des observables à condition de normaliser tous les signaux au VEM. La forme générale des traces d'un VEM est assez bien simulée avec les deux composantes principales que sont la lumière directe ou semi-directe et la lumière diffusée.

Malgré les différences de signal entre les trois PM, les mesures de muons inclinés montrent que la charge totale reste proportionnelle à la longueur parcourue par les muons dans l'eau jusqu'à un angle zénithal d'environ 70°. Au-delà, la composante de lumière directe devient tellement importante que la charge totale est supérieure au produit de la charge du VEM fois la longueur d'eau parcourue (normalisée à la hauteur d'eau de la cuve). La simulation reproduit très bien la charge totale (normalisée au VEM) déposée par un muon quelque soit l'angle zénithal et le point d'impact dans la cuve (moins de 5 % d'écart). Ce résultat est à la base de la reconstruction de l'énergie des gerbes horizontales (voir partie B-5.5.2).

L'étalonnage des détecteurs du réseau de surface est basée sur le spectre en charge des muons multidirectionnels (voir partie B-4.1). La relation entre les histogrammes en charge des muons multidirectionnels et du VEM a été mesurée sur plusieurs détecteurs tests :

- $Q_{VEM}^{peak} = 1.02 \pm 0.02 \times Q_{VEM}$ pour les PM individuels
- $Q_{VEM}^{peak} = 1.09 \pm 0.01 \times Q_{VEM}$ pour la moyenne des 3 PM

La simulation reproduit bien ces 2 relations.

Finalement, en comparant les mesures des muons verticaux à différentes hauteurs d'eau, on a montré que la simulation reproduit assez bien l'évolution des paramètres du VEM (charge, amplitude, rapport charge sur amplitude ou temps de décroissance des signaux de muons) avec la hauteur d'eau. Ce résultat souligne que de manière générale, la simulation reproduit relativement bien la physique de l'interaction des muons avec la cuve. Une modélisation simplifiée d'une trace a permis en analysant l'évolution de la décroissance du signal avec la hauteur d'eau d'estimer séparément les deux paramètres clefs de la cuve : la longueur d'absorption et la réflectivité du Tyvek. Bien que les données soient peu précises, les valeurs déterminées sont très proches de celles utilisées dans la simulation.

Néanmoins, plusieurs résultats mettent en évidence que la simulation à l'heure actuelle a encore besoin d'être améliorée. Il s'agit des 30 % de photoélectrons par PM pour un VEM produits en moins, de la largeur trop étroite des histogrammes ou encore de la mauvaise

répartition de signal en temps dans la trace simulée avec trop de signal dans le premier pic de lumière directe ou semi-directe par rapport à la partie diffusée.

Une nouvelle paramétrisation plus réaliste de la longueur d'absorption a été implémentée dans la simulation EasySim. Elle est basée sur les données de la réponse spectrale de l'eau pure et sur la prise en compte d'éventuelles impuretés ou bulles d'air dans l'eau ou sur le Tyvek. Les résultats préliminaires sont très encourageants : environ 10 % de photoélectrons simulés en plus et une meilleure prédiction des traces moyennes d'un muon. Cette nouvelle paramétrisation, proposée pour essayer d'expliquer le fait que la longueur d'absorption maximale de l'eau pure estimée à partir des données d'Auger est plus petite que celle trouvée dans la littérature, peut être encore améliorée et pourrait peut être expliquer l'écart du nombre de photoélectrons entre la simulation et les données.

B-4 Fonctionnement des détecteurs du réseau de surface

Les mesures effectuées sur des détecteurs tests ont permis de mettre au point les méthodes d'étalonnage. On trouve dans ce chapitre une description détaillée de la procédure d'étalonnage des détecteurs du réseau de surface utilisée à l'heure actuelle pour définir les seuils de déclenchement et les relations de conversion des signaux des photomultiplicateurs en équivalent énergie. Cette méthode est principalement basée sur le taux de comptage et sur le spectre en charge des muons atmosphériques et celui des muons verticaux (VEM). Dans ce chapitre sera également abordée la définition des différents niveaux de déclenchement utilisés pour rejeter le bruit de fond important (~3 kHz) et ne garder que les événements physiques (quelques centaines d'événements par jour).

B-4.1 Procédure d'étalonnage

L'étalonnage des détecteurs du réseau de surface est basé sur les muons atmosphériques [b-78]. La procédure d'étalonnage se fait en quatre étapes principales :

- Ajustement des gains des PM pour avoir une réponse identique de chaque détecteur.
- Estimation d'une valeur de référence pour la définition des seuils de déclenchement.
- Conversion des signaux des PM en unité VEM.
- Estimation du facteur de conversion entre les deux voies des PM (dynode et anode).

B-4.1.1 Ajustement des gains des PM

La première étape consiste à ajuster la tension d'alimentation pour que la réponse de chaque PM de chaque détecteur soit uniforme. Cette étape est réalisée une seule fois lors de la mise en route des détecteurs. Sur un détecteur test, on a déterminé la valeur du seuil en amplitude qu'il faut appliquer aux signaux de la dynode pour obtenir un taux de déclenchement sur le bruit de fond de muons atmosphériques de 100 Hz. La valeur déterminée est de $2.8 \times I_{VEM}^{peak}$, ce qui correspond à environ 150 canaux ADC au dessus de la ligne de base (I_{VEM}^{peak} étant fixée à 50 canaux ADC). En appliquant ce seuil de $2.8 \times I_{VEM}^{peak}$, la tension de chaque PM est ajustée jusqu'à obtenir un taux de déclenchement de 100 Hz sur chaque PM. La précision de cet étalonnage relatif est d'environ 10 %. Cette première étape assure l'uniformité du réseau de surface à un temps donné. Cet étalonnage ne prend pas en compte les éventuelles dérives du gain en fonction du temps ou de la température.

Cette procédure d'étalonnage implique que les PM du réseau de surface n'ont pas le même gain même à l'intérieur d'une cuve. Si dans une cuve, plus de photons sont créés pour un muon vertical que dans la moyenne des autres cuves (meilleure qualité de l'eau, du Tyvek), les gains des PM de cette cuve seront plus faibles que la moyenne pour compenser. De la même manière, si le couplage optique d'un PM avec la cuve est moins bon que celui des 2 autres, son gain sera plus élevé. En conséquence, on doit avoir une relation d'inverse proportionnalité entre le nombre de photoélectrons pour un VEM et le gain du PM (Figure B-58). Le choix de la valeur de 50 canaux pour I_{VEM}^{peak} correspond à un gain moyen des PM d'environ 3×10^5 pour un nombre moyen de photoélectrons pour un VEM d'environ 94.

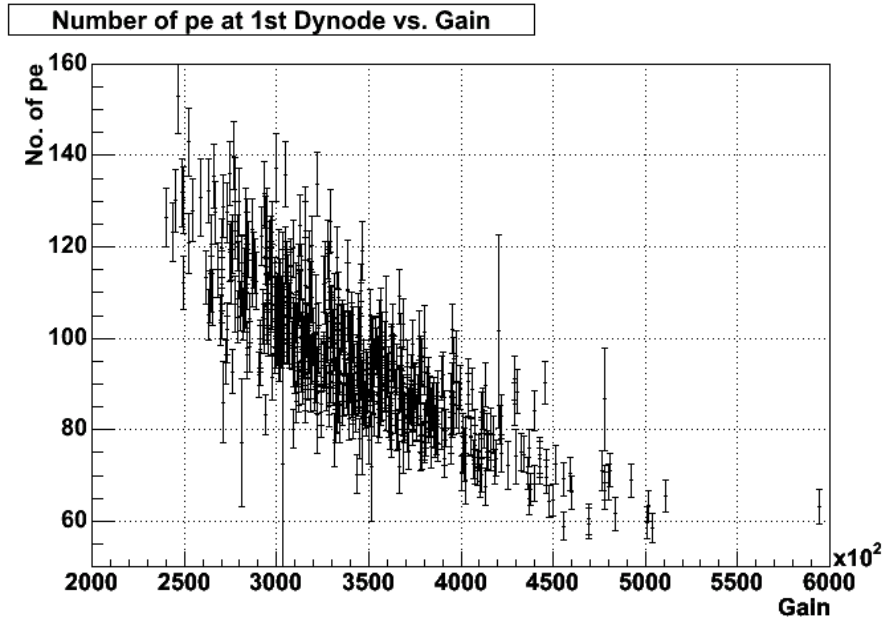


Figure B-58 : nombre de photoélectrons détectés par chaque PM pour un VEM en fonction du gain pour 564 PM du réseau de surface [b-78].

B-4.1.2 Définition d'une valeur de référence

La deuxième étape de cette procédure consiste à mesurer en permanence les fluctuations des valeurs de I_{VEM}^{peak} . La valeur de I_{VEM}^{peak} peut être déterminée directement à partir des histogrammes en amplitude des muons atmosphériques. Une voie de déclenchement réservée sur la carte électronique permet de faire l'acquisition de muons avec une grande statistique avec un seuil très bas ($0.1 \times I_{VEM}^{peak}$). Cette méthode directe n'est pas applicable car l'analyse des histogrammes directement par le contrôleur de chaque station engendrerait un temps mort dans l'acquisition trop important.

La méthode utilisée pour l'étalonnage du réseau de surface est aussi basée sur un algorithme d'ajustement des taux de comptage des muons atmosphériques au dessus d'un seuil en amplitude qui est estimée à partir de I_{VEM}^{peak} . Cette valeur estimée (I_{VEM}^{est}) est ajustée pour que le taux de comptage soit de 70 Hz avec un seuil de $2.5 \times I_{VEM}^{est}$ pour un PM individuel et de $1.75 \times I_{VEM}^{est}$ pour la somme des trois. Cette valeur de 70 Hz a été déterminée sur un détecteur

test. La relation entre I_{VEM}^{est} et I_{VEM}^{peak} a été mesurée directement avec les détecteurs du réseau de surface : $I_{VEM}^{est} = 1.06 \pm 0.06 I_{VEM}^{peak}$.

La Figure B-59 montre la convergence de la procédure d'étalonnage pour 21 détecteurs. Environ 10 minutes après la mise en route de l'étalonnage, le taux de comptage de l'ensemble des 21 détecteurs est uniforme. La précision finale de l'étalonnage est d'environ 6 %. Cette méthode d'étalonnage a l'avantage de toujours converger en un temps raisonnable.

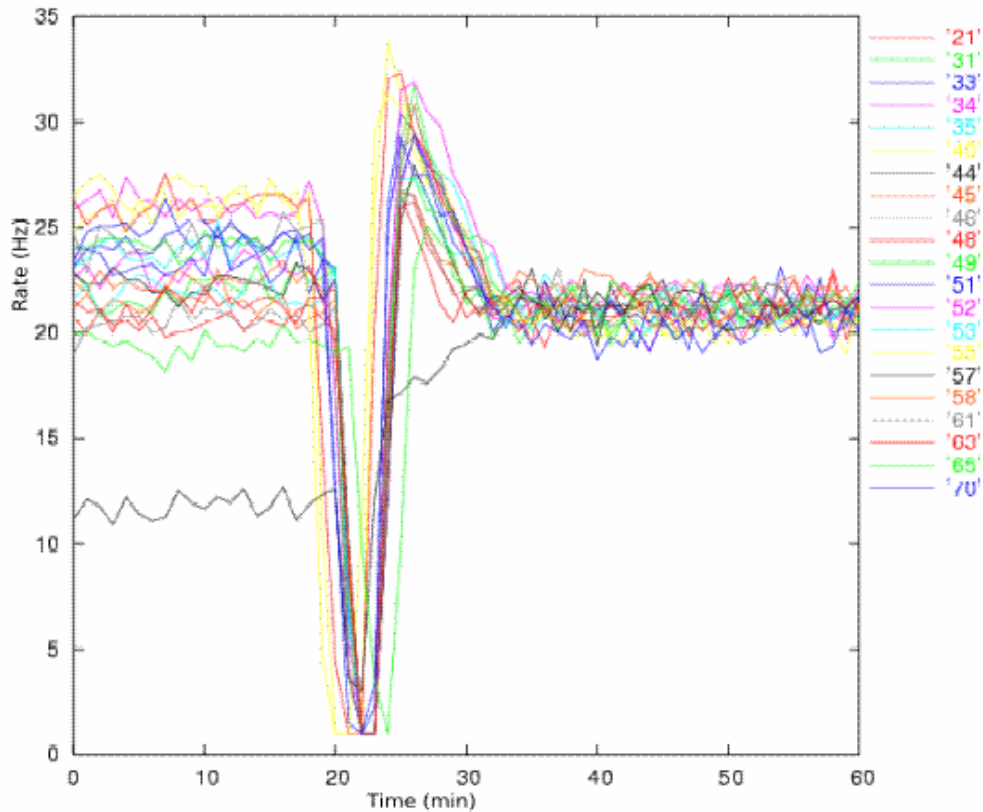


Figure B-59 : convergence de la procédure d'étalonnage pour 21 détecteurs [b-78]. La procédure est mise en route à $t=20$ min. Environ 10 minutes plus tard, le taux de déclenchement sur l'ensemble des détecteurs est uniforme.

La Figure B-60 met en évidence l'uniformité du taux de déclenchement local (T2, voir partie B-4.2.1) défini à partir de la valeur de référence I_{VEM}^{est} déterminée par la procédure d'étalonnage pour environ 900 détecteurs du réseau de surface. Les dispersions sur le taux de déclenchement représentent moins de 2 %.

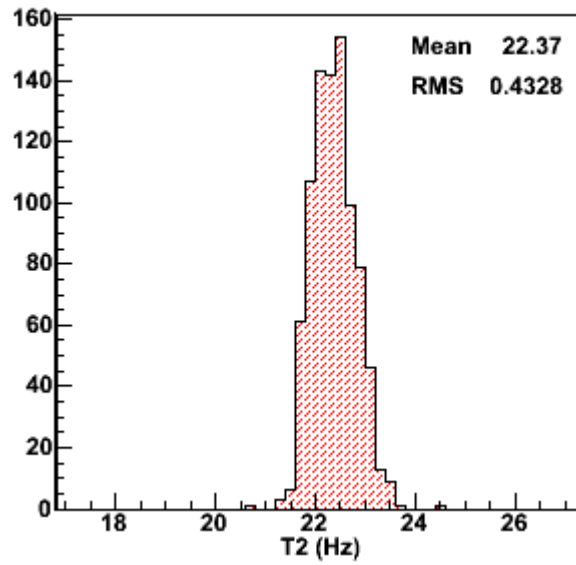


Figure B-60 : Uniformité du taux de déclenchement local pour environ 900 détecteurs du réseau de surface durant une période de 10 jours en février 2006.

B-4.1.3 Conversion des signaux des PM en VEM

La troisième étape consiste à convertir la charge des signaux électriques des PM en unité d'énergie par l'intermédiaire de la charge du VEM (seulement la charge des PM est utilisée lors de l'analyse des données). Cette charge Q_{VEM} n'est pas directement mesurable sur les détecteurs du réseau de surface. Elle est estimée à partir du spectre en charge déposée par les muons atmosphériques (Q_{VEM}^{peak}). Plusieurs mesures sur des cuves de tests ont été faites pour déterminer la relation entre ces deux quantités (voir partie B-3.3.3). Les valeurs trouvées sont pour les PM individuels de $(Q_{VEM})_{PMi} = 1.02 \pm 0.02 \times (Q_{VEM}^{peak})_{PMi}$ et pour la somme des trois PM de $(Q_{VEM})_{PMS} = 1.09 \pm 0.01 \times (Q_{VEM}^{peak})_{PMS}$.

Les valeurs de Q_{VEM}^{peak} sont déterminées en analysant des histogrammes de la charge du VEM contenant une très grande statistique (~150000 entrées). Une voie spécifique de déclenchement avec un seuil très bas ($0.1 \times I_{VEM}^{est}$) permet d'acquérir des traces de signaux de PM avec un taux de comptage élevé. L'analyse de ces histogrammes ne se fait pas directement dans la station locale, ils sont envoyés au CDAS en même temps que chaque événement. Plusieurs types de données sont enregistrés (Figure B-61): des histogrammes en charge et en amplitude pour les trois PM, l'histogramme de la charge pour la trace de la somme des trois PM et les histogrammes des lignes de base des 3 anodes et des 3 dynodes ainsi que des traces moyennes des 3 dynodes. Lors de l'analyse des données, un fit avec un polynôme d'ordre 2 permet de déterminer avec précision les valeurs de Q_{VEM}^{peak} et ainsi faire la conversion entre les signaux électroniques des PM en signaux calibrés en unité VEM.

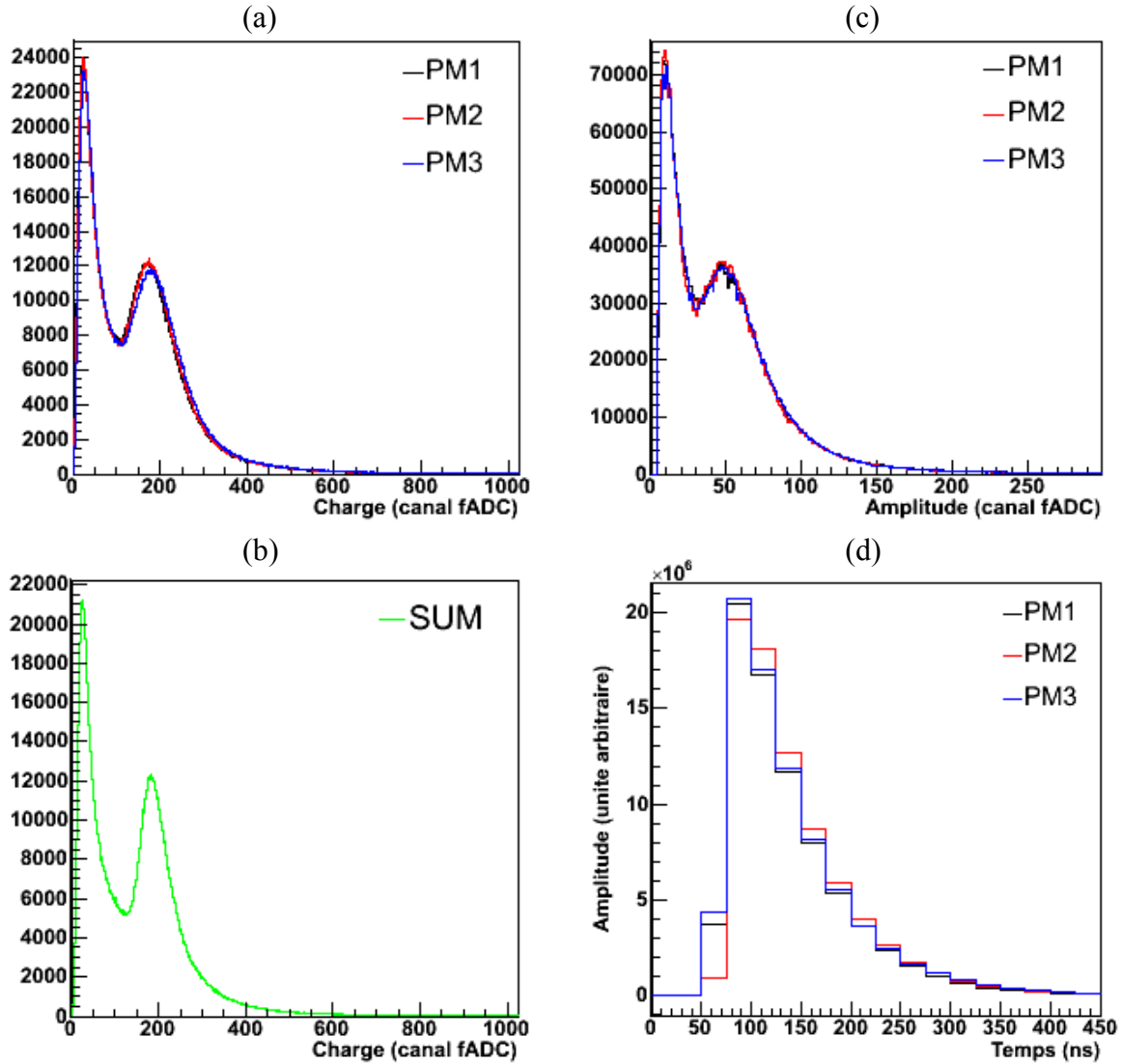


Figure B-61 : Exemple d'histogrammes d'étalonnage contenant environ 150000 muons atmosphériques sélectionnés à très bas seuil. (a): histogramme en charge des 3 PM, (b) histogramme de la charge de la trace somme des 3 PM, (c): histogramme de l'amplitude des 3 PM et (d) trace moyenne des 3 PM.

B-4.1.4 Rapport dynode sur anode

L'étalonnage des détecteurs se fait en utilisant uniquement les signaux à la dynode (car les signaux des muons sont trop faibles sur l'anode). La dernière grandeur à déterminer pour pouvoir utiliser les signaux des PM dans l'analyse est le facteur multiplicatif entre les 2 sorties de chaque PM [b-79]. Théoriquement, le gain nominal entre les voies dynode et anode est de 32, ce qui correspond à 5 bits de recouvrement entre les deux fADC. Pour un signal qui sature presque la dynode (environ 950 canaux au dessus de la ligne de base d'environ 50 canaux), l'amplitude sur l'anode ne sera que d'environ 30 canaux au dessus de la ligne de base. Le bruit intrinsèque de l'anode et de la dynode est d'environ 1 canal ADC. Plusieurs méthodes plus ou moins simples ont été proposées comme par exemple la division entre la charge ou l'amplitude moyenne des pics de muons ou de LED mesurés sur chaque voie. A cause de plusieurs problèmes comme par exemple le décalage en temps entre les deux voies, les

sur-oscillations de la dynode après les signaux, la précision de la mesure des petits signaux sur l'anode, les techniques simples citées ci-dessus n'ont pas pu être utilisées.

La méthode choisie consiste à ajuster les signaux moyennés de l'anode sur ceux de la dynode. Pour avoir une bonne précision, seuls les signaux ayant une amplitude comprise entre 512 et 1000 canaux ADC sont sélectionnés. Les traces sélectionnées sont moyennées pendant 3 minutes pour avoir une statistique suffisante (une centaine d'événements). La fonction utilisée pour ajuster l'anode est la suivante:

$$A(t_i) = \frac{1}{R} [(1 - \varepsilon)D(t_i) + \varepsilon D(t_{i+1})]$$

avec les définitions suivantes: R désigne le rapport dynode sur anode, ε le décalage en temps entre la dynode et l'anode (fraction de bin) et $D(t_i)$ la valeur de la dynode au temps i . La Figure B-62 montre un exemple d'ajustement des signaux moyennés de l'anode sur ceux de la dynode obtenus avec une LED. La méthode a été testée sur une version de « front end » sans décalage en temps entre la dynode et l'anode. La précision de cette méthode est meilleure que 6 %.

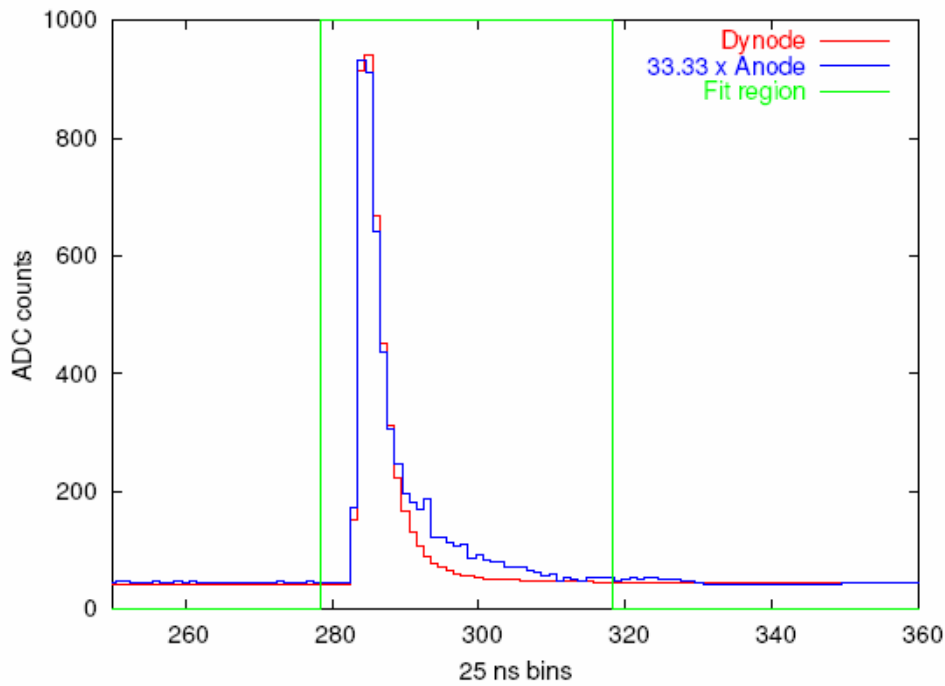


Figure B-62 : ajustement des signaux moyennés de l'anode sur ceux de la dynode obtenus avec une LED. La valeur du rapport dynode sur anode a été déterminée à 33.33. La région utilisée pour le fit est montrée avec les deux traits verticaux en vert. Le décalage en temps dans cet exemple est pratiquement nul [b-79].

La Figure B-63 montre la stabilité de la procédure sur deux mois de données pour les 3 PM du détecteur numéro 752 (Damian). La dispersion des mesures est inférieure à 3 %.

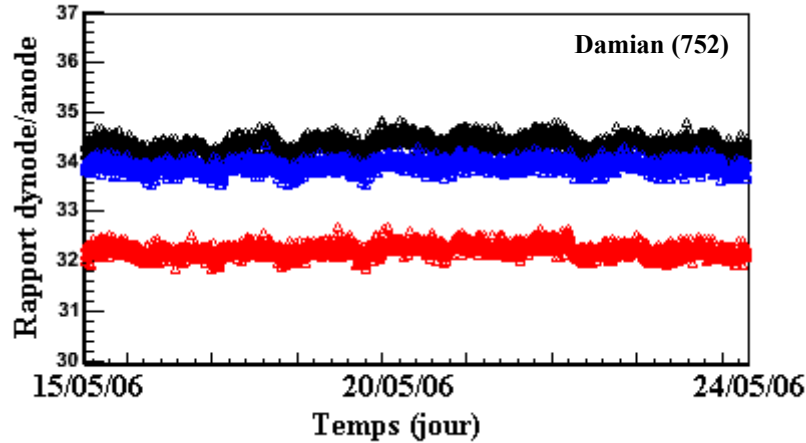


Figure B-63 : Stabilité du rapport dynode sur anode du 15/05/06 au 24/05/06 pour les 3 PM du détecteur n°752 (Damian). Il y a un point toutes les 6 minutes.

B-4.2 Définition des niveaux de déclenchement

Le déclenchement du réseau de surface a été conçu pour que le détecteur soit totalement opérationnel pour les rayons cosmiques d'énergie supérieure à 10^{19} eV aussi bien pour les gerbes verticales qu'horizontales [b-80]. Son but est de sélectionner les événements physiques parmi un bruit de fond élevé composé essentiellement de muons isolés. Le déclenchement de l'acquisition est hiérarchique. Les deux premiers niveaux de déclenchement, appelés T1 et T2 sont fait localement au niveau de chaque station. Le niveau suivant, T3, basé sur des coïncidences spatiales et temporelles est déclenché au niveau du CDAS. Tous les événements passant le niveau T3 sont sauvegardés. Plusieurs niveaux supérieurs de déclenchement permettent de sélectionner les événements physiques *a posteriori* lors de l'analyse des données.

B-4.2.1 Déclenchements locaux: T1 et T2

Pour déclencher le premier niveau T1, il faut qu'une des deux conditions suivantes soit validée:

- Les signaux d'au moins deux PM ont 13 bins qui passent au dessus d'un seuil en amplitude de $0.2 \times I_{VEM}^{est}$ dans une fenêtre glissante de 120 bits (3 μ s). Si cette condition est remplie, le déclenchement sera estampillé ToT pour « Time Over Threshold ».
- L'amplitude des signaux des 3 PM doit être supérieure à $1.7 \times I_{VEM}^{est}$ (condition « seuil »)

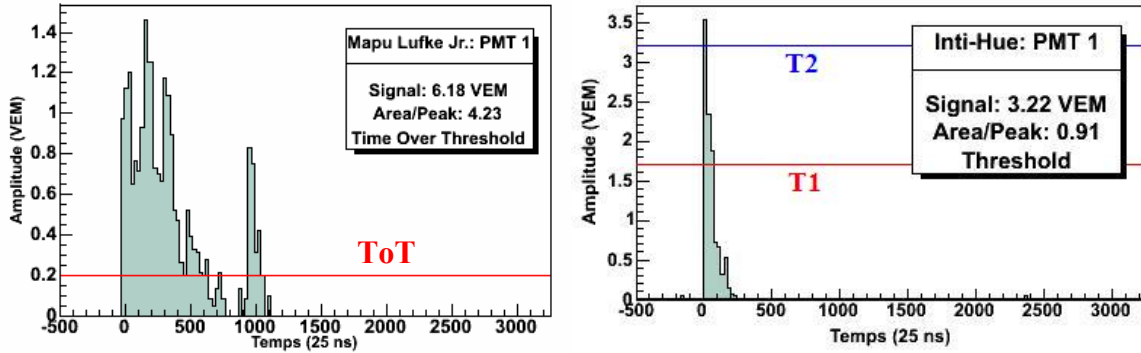


Figure B-64 : illustration des 3 niveaux locaux de déclenchement.

La Figure B-64 illustre les deux niveaux de déclenchement. La première condition (ToT) est très efficace pour sélectionner toutes les gerbes même de faible énergie ($10^{17.5}$ eV) et pour rejeter le bruit de fond des muons isolés dont les signaux font environ 6 bins au dessus du seuil. Le taux de déclenchement ToT est d'environ 1.6 Hz, qui est très proche de celui des doubles muons. Par contre la deuxième condition (Seuil) est beaucoup plus sensible au bruit de fond mais permet de sélectionner des signaux très rapides (<200 ns) comme par exemple des signaux des événements très inclinés. Son taux de déclenchement est d'environ 100 Hz.

Le deuxième niveau de déclenchement local T2 est activé au niveau du contrôleur de station pour réduire le taux de déclenchement à environ 20 Hz par détecteur avant de transmettre toutes les secondes au CDAS les temps de déclenchement des détecteurs T2. Les stations passant le ToT sont automatiquement promues T2. Les cuves ayant déclenchées le niveau T1 seuil peuvent accéder au niveau supérieur T2 (« seuil ») si l'amplitude des signaux des 3 PM est supérieure à $3.2 \times I_{VEM}^{est}$ en coïncidence. Les stations ayant satisfait les deux conditions de T2 sont estampillées ToT.

B-4.2.2 Déclenchement central (T3)

Les cuves ayant passé le niveau T2 peuvent bien sur être dues à des événements physiques mais dans la plupart des cas à des coïncidences fortuites de muons isolés tombant dans une cuve ou à des gerbes de basse énergie. Pour sélectionner les événements physiques, c'est-à-dire les gerbes dues aux rayons cosmiques de très haute énergie, un troisième niveau de déclenchement est utilisé (T3). Le T3 est fabriqué par le CDAS. Le T3 recherche parmi toutes les stations T2 les coïncidences temporelles et géographiques qui signent un événement physique. Les différentes configurations géométriques (Figure B-65) permettant d'activer le niveau T3 sont:

- 2C1 & 3C2 ToT: Il faut qu'au moins une station de l'événement ait au moins deux voisines dans les deux couronnes les plus proches. Ses trois stations doivent être estampillées ToT.
- 2C1 & 3C2 & 4C4: Il faut qu'une station de l'événement ait au moins 3 voisines dans les 4 premières couronnes dont 2 dans les deux premières.

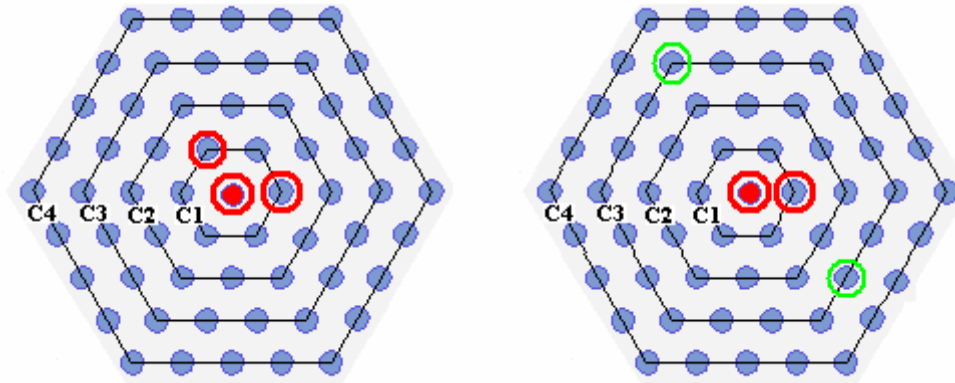


Figure B-65 : Différentes configurations géométriques du déclenchement T3. A gauche: 2C1&3C2 ToT et à droite: 2C1&3C2&4C4. Les stations participant au déclenchement sont marquées par des cercles en gras pour les stations ToT et fin pour les stations T2 seuil.

En plus des critères géométriques, une condition temporelle doit être validée. Les temps de déclenchement des stations T2 impliquées doivent être compatibles avec la propagation d'un front plan et horizontal se déplaçant à la vitesse de la lumière. C'est-à-dire que les stations appartenant à deux couronnes successives doivent déclencher dans un intervalle de temps de 5 μ s (une tolérance de 1 μ s a été rajoutée).

Le taux de déclenchement des événements 2C1 & 3C2 ToT est d'environ 600 événements par jour (1.3 événements par jour et par triangle formé par trois stations voisines en état de marche). Cette condition est extrêmement efficace, surtout pour les gerbes verticales: environ 90 % des événements sélectionnés sont des gerbes. La deuxième condition 2C1 & 3C2 & 4C4 est beaucoup plus permissive mais elle est nécessaire pour sélectionner des événements très inclinés (empreinte des gerbes au sol beaucoup plus grande et dispersée). Environ 400 événements sont sélectionnés tous les jours, mais seulement 2 % sont physiques. Avec ces deux conditions, le taux de T3 est d'environ 0.9 événement par jour par station ce qui fait à l'heure actuelle un taux d'environ 900 événements par jour (environ 1000 cuves fonctionnent sur l'ensemble du réseau de surface). Tous les événements satisfaisant les conditions du T3 sont stockés.

B-4.2.3 Sélection d'événements physiques (T4)

Une étape supplémentaire dans la sélection est nécessaire pour garder uniquement les événements physiques à partir de l'ensemble des données T3. La sélection se fait *a posteriori* lors de l'analyse des données. Selon le type d'événements étudiés (gerbes verticales, horizontales ou dues à des neutrinos), différentes sélections peuvent être appliquées.

La sélection des événements verticaux (angle zénithal inférieur à 60 °) utilise deux caractéristiques de ces gerbes: la compacité et la dispersion en temps des signaux. Une des deux conditions suivantes doit être satisfaite pour activer le T4:

- 3C2 ToT: Il faut qu'une station de l'événement ait au moins deux voisines dans la couronne la plus proche. Ses trois stations doivent être estampillées ToT.
- 4C1: Il faut qu'une station de l'événement ait au moins 3 voisines dans la première couronne.

En plus, les stations sélectionnées par un des deux critères géométriques doivent avoir leurs temps de déclenchement compatibles avec la propagation de front plan et horizontal se déplaçant à la vitesse de la lumière (avec une tolérance de 200 ns pour garder les événements très horizontaux). La 1^{ère} condition 3C2 ToT est extrêmement efficace, environ 99 % des événements sélectionnés sont physiques. La deuxième condition 4C1 permet de sélectionner les événements perdus par la première (en particulier les événements horizontaux). Une fois l'événement physique sélectionné, il faut supprimer les éventuelles stations fortuites. La Figure B-66 montre la distribution en angle et en énergie des événements verticaux (angle zénithal inférieur à 60 °) sélectionnés par les deux conditions du T4.

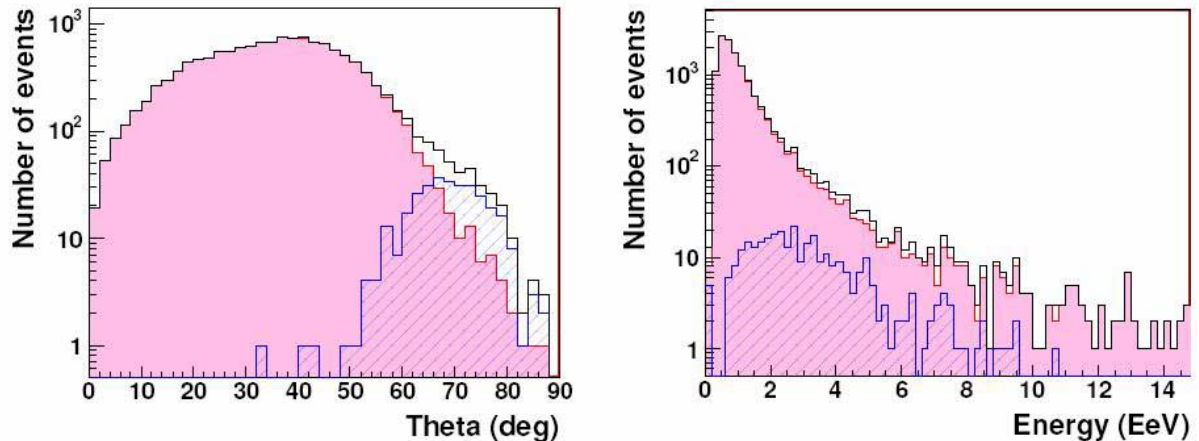


Figure B-66 : Distribution en angle (gauche) et en énergie (droite) des événements satisfaisant les conditions du T4. La partie coloriée en rose et celle hachurée en bleu correspond aux événements sélectionnés respectivement par la condition 3C2 ToT et 4C1. Les événements sélectionnés par les deux conditions sont comptés comme 3C2 ToT [b-80].

La sélection des gerbes très inclinées (angle zénithal supérieur à 70 °) utilise une caractéristique de ces gerbes particulières, qui est la finesse du front de gerbe. Un événement sera sélectionné si au moins 5 stations ont satisfait le critère suivant: le temps de déclenchement de ces 5 stations doit être compatible avec la propagation de front plan et horizontal se déplaçant à la vitesse de la lumière (avec une tolérance de 200 ns). Aucun critère de compacité n'est appliqué. Les détails de cette sélection seront amplement discutés dans la partie sur l'analyse des gerbes inclinées (partie B-5.4).

B-4.3 Surveillance des niveaux de déclenchement locaux

La Figure B-67 représente la stabilité des niveaux de déclenchement T2 « seuil » et ToT sur un mois de données pour 940 stations.

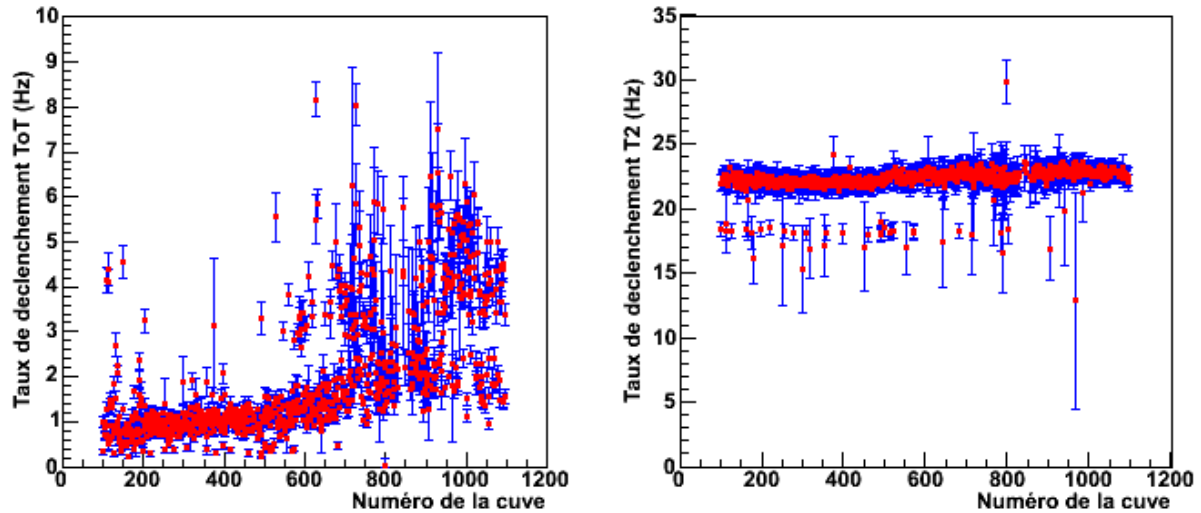


Figure B-67 : stabilité de T2 et du ToT sur tout le SD. Les barres d'erreur représentent la dispersion des valeurs sur un mois

Le taux de déclenchement T2 « seuil » est uniforme sur tous les détecteurs du réseau de surface à quelques pourcents près. La valeur moyenne est d'environ 22 Hz. Les détecteurs pour lesquels un taux de T2 « seuil » d'environ 18 Hz sont ceux où un des 3 PM ne fonctionnent pas. Les détecteurs avec un taux de T2 « seuil » d'environ 30 Hz n'ont plus qu'un seul PM en état de marche. Par contre le taux de ToT est plus dispersé car il est plus sensible à la durée des signaux qui dépend elle-même de la qualité de l'eau dans les cuves [b-81]. Il a été montré que l'eau des cuves a besoin de quelques mois pour se stabiliser. Une fois stabilisé, le taux de ToT est autour de 0.8 Hz par cuve pour tout le réseau de surface.

B-4.4 Synthèse

La procédure d'étalonnage mise en place pour le réseau de surface permet de déterminer une valeur de référence pour la définition des seuils de déclenchement avec une précision de l'ordre de 6 % et la relation de conversion pour obtenir des signaux étalonnés en VEM. Cette méthode simple et robuste a prouvé depuis plus de deux ans son efficacité. Cette procédure prend en compte les éventuelles différences entre les détecteurs (gain des PM, qualité d'eau, de couplage optique) et les principaux effets atmosphériques (fluctuations de température, de pression...).

La procédure d'acquisition des événements est hiérarchique avec 3 niveaux successifs de déclenchement pour sélectionner les événements physiques dans un bruit de fond de 3 kHz. A l'heure actuelle, environ 1000 événements T3 sont détectés chaque jour. Un critère de sélection physique est ensuite appliqué pour ne sélectionner que les événements physiques. La définition de ce critère dépend de la nature des événements que l'on veut analyser (gerbes, verticales, horizontales ou de neutrino). A la fin, plus de 99 % des événements sélectionnés sont physiques.

B-5 Analyse des gerbes horizontales

De part sa configuration, l'Observatoire Pierre Auger peut détecter des événements inclinés quasiment jusqu'à 90 °. La prise en compte de ces événements horizontaux permet d'augmenter l'acceptance totale du détecteur de plus de 20 %. Une méthode d'analyse différente de celle utilisée pour les gerbes verticales est nécessaire à cause des effets géomagnétiques. L'analyse des gerbes horizontales est très importante car elle permet en outre de signer l'observation de neutrinos.

Les signaux des gerbes inclinées (hadroniques) sont dominés par les muons. Cette composante muonique est la plus difficile à maîtriser car elle dépend énormément des modèles hadroniques d'interaction implémentés dans les simulations. L'analyse des gerbes verticales met en évidence des problèmes liés à cette composante dès 45 °, là où elle commence à dominer. Ce problème s'accroît avec l'angle zénithal. Cette petite introduction, en détaillant la procédure de reconstruction des gerbes verticales, nous permet de souligner les incertitudes des modélisations des gerbes atmosphériques utilisées aussi dans la reconstruction des événements horizontaux.

La reconstruction de l'énergie des gerbes verticales est basée sur deux étapes (voir partie B-2.2) :

- 1) Détermination du signal à 1000 m de l'axe de la gerbe (S_{1000}) avec la LDF.
- 2) Conversion entre S_{1000} et l'énergie E par la relation suivante :
$$S_{1000}(E, \theta) = A f(\theta) E^\alpha$$
, où A est une constante de normalisation, α est un paramètre proche de l'unité et $f(\theta)$ est une courbe d'atténuation du signal en fonction de l'angle zénithal.

Cette relation peut être estimée par des simulations Monte-Carlo. Afin de vérifier la cohérence de cette relation, on peut effectuer un test basé sur l'isotropie des rayons cosmiques. Théoriquement, la distribution des événements $dN/d\theta$ en fonction de θ doit suivre une loi en $\sin\theta\cos\theta$. Autrement dit, on s'attend à ce que la fonction $dN/d(\sin^2\theta)$ soit plate en $\sin^2\theta$ au dessus de l'énergie de saturation de l'acceptance. Si on trace, en l'état actuel des simulations, cette fonction pour tous les événements dont l'énergie est supérieure à 10 EeV, on obtient non pas une courbe plate mais une courbe montante d'abord très légèrement jusqu'à $\sin^2\theta = 0.5$ (ou $\theta = 45^\circ$) puis très rapidement (Figure B-68). Pour $\sin^2\theta = 0.75$, on a un biais de plus de 50 %. Ce qui indique qu'il y a manifestement un problème à grand angle.

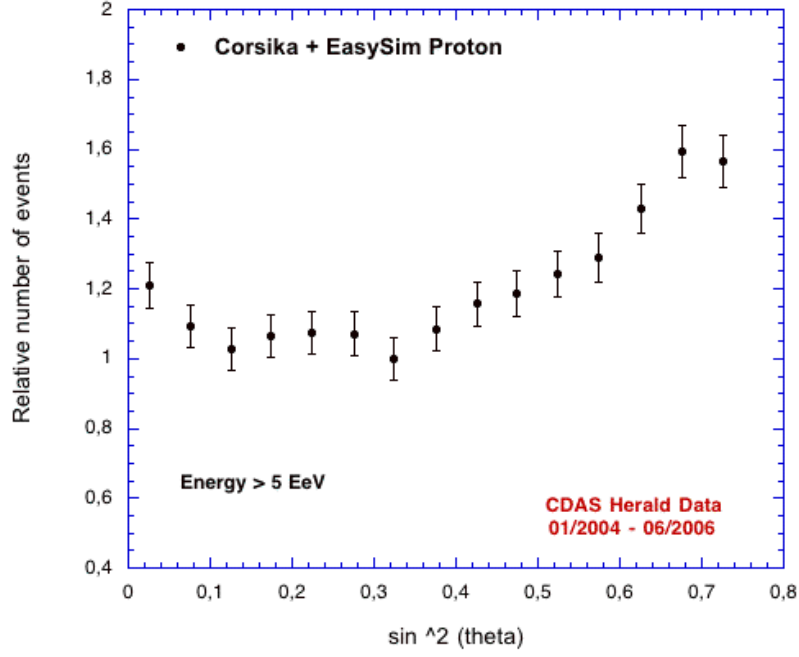


Figure B-68 : Distributions des événements au dessus de 5 EeV (énergie Monte-Carlo avec une hypothèse proton) en fonction de $\sin^2\theta$ [b-82].

Pour corriger ce biais de l'estimation de l'énergie à grand angle, on peut construire empiriquement une fonction d'atténuation de θ de telle manière que la fonction $dN/d(\sin^2\theta)$ soit plate en $\sin^2\theta$. Cette méthode est basée sur l'hypothèse que la fonction d'atténuation $f(\theta)$ est identique à toutes les énergies, autrement dit que la relation entre S_{1000} et l'énergie E est factorisable en une fonction de θ et une fonction de E .

En pratique, pour chaque échantillon de $\sin^2\theta$, après avoir ordonné tous les S_{1000} des événements, on cherche le nombre de valeurs de S_{1000} (intensité I_0) qui est supérieure à une valeur de référence $S_{ref}(\theta)$. En déterminant les valeurs de S_{1000} de manière à avoir la même intensité I_0 pour chaque bin en $\sin^2\theta$, on reconstruit la fonction d'atténuation. Cette fonction est ensuite normalisée à sa valeur pour $\theta \approx 38^\circ$ (médiane entre 0 et 60° en $\sin^2\theta$). Cette fonction construite s'appelle le CIC (pour « Constant Intensity Cut »). Pour déterminer l'énergie, on utilise la relation suivante qui peut soit être déterminée en simulation ou avec les événements hybrides :

$$E = A \left(\frac{S_{1000}}{CIC(\theta)} \right)^\alpha$$

où A est une constante de normalisation et α est un paramètre proche de l'unité. La Figure B-69 montre la comparaison entre le CIC et les courbes d'atténuation $f(\theta)$ obtenues en simulation avec des protons de 10 EeV et 100 EeV.

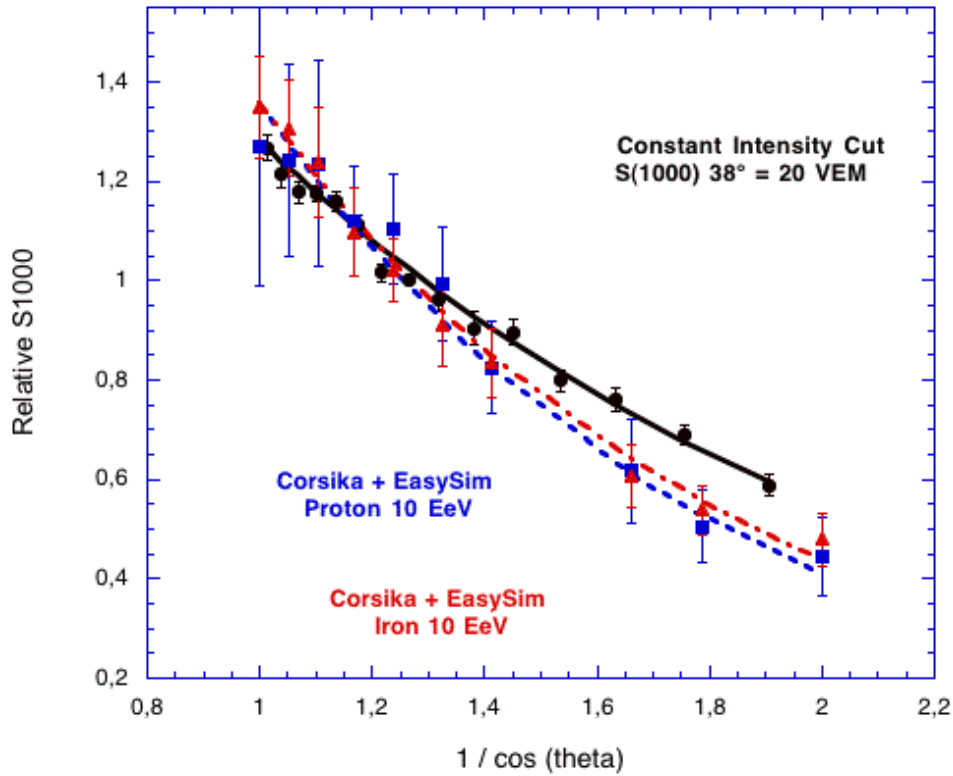


Figure B-69 : Comparaison entre le CIC (trait plein) et les fonctions d'atténuation $f(\theta)$ obtenues en simulation en utilisant des protons (trait pointillé) ou des noyaux de fer (trait hachuré) à une énergie d'environ 3 à 4 EeV [b-82].

Entre 0 et 45° ($1/\cos(\theta = 45^\circ) = 1.4$), les simulations reproduisent relativement bien la courbe du CIC (moins de 5 % d'écart) quelque soit l'hypothèse de composition. En revanche, pour les angles plus élevés, la fonction d'atténuation simulée est systématiquement en dessous du CIC, ce qui entraîne une surestimation de l'énergie à grand angle. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'entre 0 et 45° , le signal à 1000 m est dominé par la composante électromagnétique qui est quasiment indépendante des modèles hadroniques. Par contre au-delà de 45° , le signal commence à être dominé par les muons. Leur nombre et leur répartition spatiale dépendent de l'histoire de la gerbe. Le désaccord entre les deux courbes d'atténuation semble indiquer que les modèles hadroniques ne produisent pas assez de muons.

L'analyse des gerbes horizontales va nous permettre d'une part de confirmer ce déficit de muons mais aussi de tester la répartition spatiale des muons au sol qui dépend aussi de la simulation des premières interactions de la gerbe avec les modèles hadroniques.

La première partie de ce chapitre présente un complément de la partie B-2.1 sur le développement et la simulation des gerbes sous incidence rasante. Les deux parties suivantes présentent les deux ingrédients de base nécessaires à la reconstruction de l'énergie: les cartes théoriques de muons au sol (§ B-5.2) et la réponse des détecteurs du SD aux muons très inclinés (§ B-5.3). A partir des caractéristiques des gerbes horizontales, une méthode spécifique de sélection des événements physiques inclinés (T4) a été mise en place (§ B-5.4). A cause des effets géomagnétiques, la symétrie dans le plan de gerbe est rompue obligeant ainsi à mettre en place une nouvelle procédure de reconstruction. La reconstruction basée sur

la comparaison entre l’empreinte au sol de la gerbe et les cartes théoriques de muons est discutée en détail dans la partie B-5.5 . Pour finir, après avoir calculer l’acceptance du réseau de surface, cette procédure est appliquée aux données du réseau de surface afin d'obtenir le spectre en énergie.

B-5.1 Caractéristiques des gerbes horizontales

B-5.1.1 Gerbes hadroniques

La profondeur d'atmosphère traversée par la gerbe augmente avec l'angle zénithal, d'environ 1000 g.cm^{-2} pour une gerbe verticale jusqu'à environ 36000 g.cm^{-2} pour une gerbe rasante (Figure B-70).

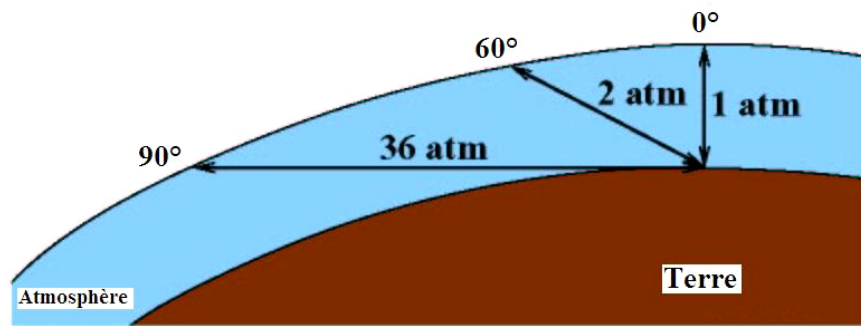


Figure B-70 : Profondeur d’atmosphère traversée par les gerbes atmosphériques pour des angles zénithaux de 0, 60 et 90 °. Une atmosphère équivaut à peu près à 1000 g.cm^{-2} [b-83].

On a vu dans la partie B-2.1.1 qu'une gerbe hadronique est composée généralement de deux parties : l'une électromagnétique et l'autre muonique. Pour une gerbe verticale ($X < 1000 \text{ g.cm}^{-2}$), les signaux sont dominés essentiellement par la composante électromagnétique ($\sim 99 \%$ des particules au sol). On parle en général de gerbe « jeune ». En revanche, pour une gerbe horizontale, l'épaisseur d'atmosphère est telle que la composante issue de la cascade électromagnétique a été absorbée (Figure B-71). Au sol, seul un halo électromagnétique accompagne les muons. Ce halo, continûment généré par les muons eux-mêmes par Bremsstrahlung, création de paires et surtout par désintégration, ne représente qu'environ 15% du signal total. Les signaux électromagnétiques sont parfaitement en temps avec les muons.

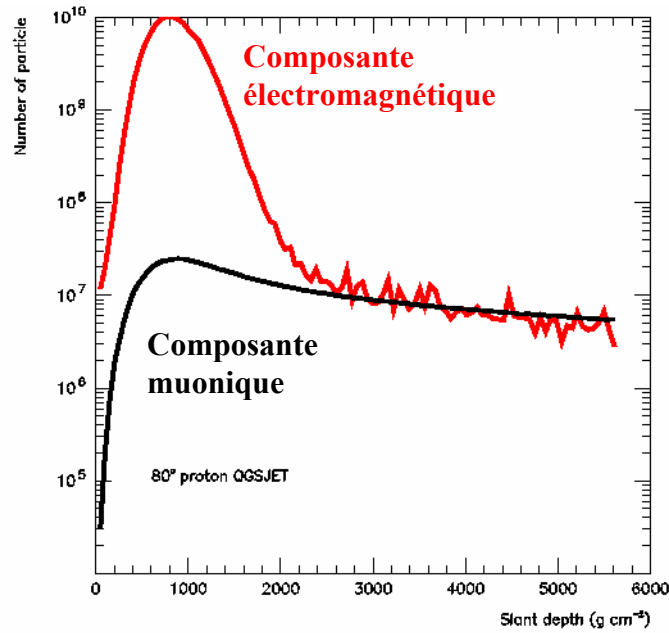


Figure B-71 : Développement des composantes électromagnétique (courbe rouge) et muonique (noire) en fonction de l'épaisseur d'atmosphère traversée. Les simulations ont été faites avec des protons à 80 ° [b-86].

Les muons étant créés en fin de cascade hadronique, seuls les plus énergétiques arrivent jusqu'au sol. L'énergie typique de ces muons au sol est de l'ordre de la dizaine de GeV. La distribution de la divergence des muons est inversement proportionnelle à leur énergie. Ainsi, plus l'énergie des muons est élevée, plus ils sont collimés. Au niveau du sol, la composante muonique forme un front de gerbe quasi parfait (rayon de courbure très grand) avec un faible étalement temporel (Figure B-72). La finesse du front de gerbe est à la base de la méthode de sélection de ces événements horizontaux que nous présentons dans la partie B-5.4 .

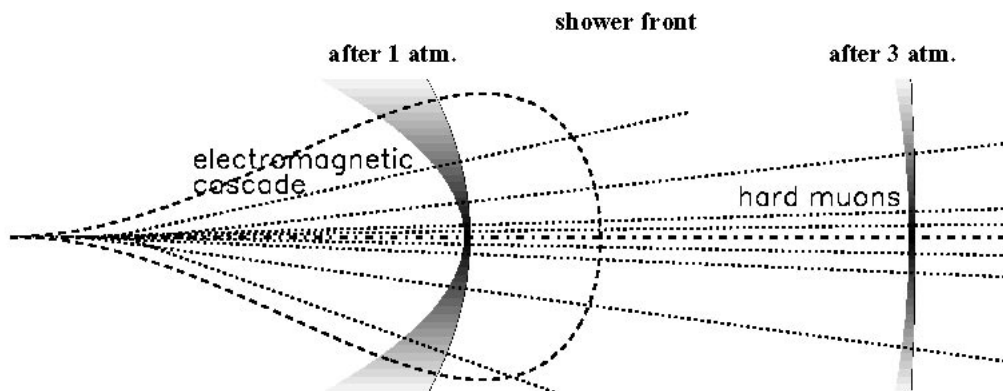


Figure B-72 : Développement d'une gerbe atmosphérique à différentes profondeurs. Au bout de 2 atmosphères, la composante électromagnétique est absorbée et seule subsiste la composante muonique [b-83].

On comprend donc la différence de forme des signaux entre une gerbe verticale et une horizontale qui est illustrée sur la Figure B-73. Pour une gerbe verticale, les signaux dominés par la composante électromagnétique sont très dispersés en temps. Par contre pour une gerbe

inclinée, les signaux sont très peu étalés en temps quelque soit la position des détecteurs par rapport au cœur de la gerbe.

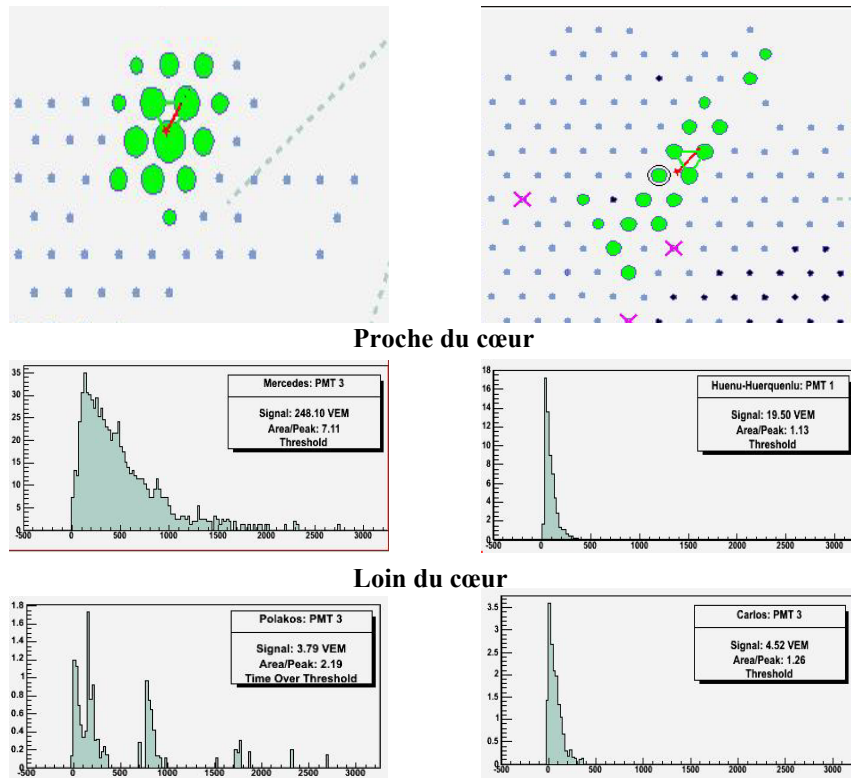


Figure B-73 : Comparaison de la forme des empreintes au sol (graphes du haut) et des signaux des détecteurs proches (graphes du milieu) et loin du cœur (graphes du bas) pour une gerbe plutôt verticale avec un angle de zénithal de 43° (gauche) et pour une gerbe inclinée à 80° (droite).

L'empreinte au sol de la gerbe est très étirée dans le sens de l'axe (effet de projection du plan de la gerbe au sol). A grand angle zénithal, on observe une asymétrie « amont/aval » [b-88], illustrée dans la Figure B-74. La densité de muons est plus élevée à l'avant qu'à l'arrière du plan de gerbe à cause d'un effet d'âge de la gerbe (épaisseur d'atmosphère traversée). Les muons en amont arrivent avec des directions plus verticales sur les détecteurs, plus proches du cœur et avec un étalement spatial très petit. Par contre, les muons en aval arrivent à grands angles et à plus grande distance du cœur. Plus l'angle zénithal augmente, plus les asymétries « amont / aval » sont importantes.

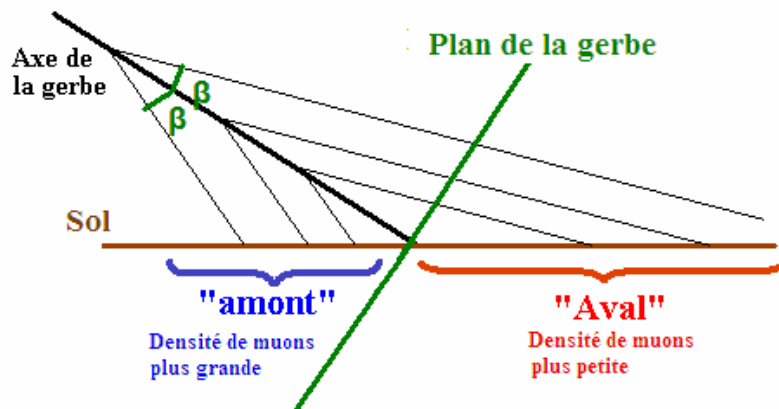


Figure B-74 : Asymétrie « amont / aval » dans le développement des gerbes inclinées.

Les trajectoires parcourues par les muons sont suffisamment grandes pour être affectées par les effets géomagnétiques [b-87][b-88]. Les composantes de muons chargés positivement et négativement seront séparées par la composante transverse du champ magnétique. Par exemple, pour un muon de 50 GeV ayant un rayon de Larmor de 3000 km, la déviation magnétique sur un parcours de 10 km dans l'atmosphère est d'environ 200 m avec un champ magnétique terrestre de 50 μ T, valeur typique à Malargüe [b-89]. La distribution des particules aura une forme d'ailes de papillon (deux lobes) dans le plan de la gerbe, rompant ainsi la symétrie avec l'angle ψ dans le plan de gerbe. Selon si l'axe de la gerbe est perpendiculaire ou non à l'axe du champ magnétique, la projection de ce plan de gerbe au sol aura une forme plus ou moins étirée. La symétrie en ψ dans le plan de gerbe étant rompue, il faut utiliser pour la reconstruction en énergie une « LDF » à 2 dimensions : r et ψ .

Sur le site de Malargüe, le champ magnétique terrestre est de $B_0 \sim 50 \mu$ T avec une inclinaison i de 35 ° au dessus de l'horizon. A un angle θ donné, sa composante transverse dépend de l'angle azimutal ϕ par la relation suivante:

$$B_T = B_0 \sqrt{1 - (\sin(i)\sin(\theta)\cos(\phi) + \cos(i)\cos(\theta))^2}$$

Pour un angle $\theta > 60^\circ$, la composante B_T varie d'un minimum $B_0 |\cos(\theta + i)|$ dans la direction Nord-Sud jusqu'à un maximum B_0 dans la direction Est-Ouest (avec $\theta \sim 90^\circ$). Par conséquent, l'étalement longitudinal est plus important quand l'axe de la gerbe est dans la direction Est-Ouest que dans la direction Nord-Sud et inversement pour l'étalement latéral. La Figure B-75 illustre l'effet du champ magnétique sur l'empreinte au sol d'une gerbe simulée à 80 et à 86 °. On voit aussi dans cette figure que le déclenchement et par conséquent l'acceptance des gerbes horizontales dépendent fortement de l'angle azimutal et cette dépendance devient plus importante pour les angles zénithaux élevés. Une autre conséquence du champ magnétique est un décalage dépendant de ϕ entre l'axe de l'empreinte au sol et la vraie direction d'arrivée de la gerbe [b-90]. Ce décalage peut être mesuré en comparant la direction déterminée par la forme de l'empreinte au sol (moment d'inertie) et celle mesurée avec les temps de déclenchement des stations (la structure des temps d'arrivée est moins dépendante des déviations magnétiques).

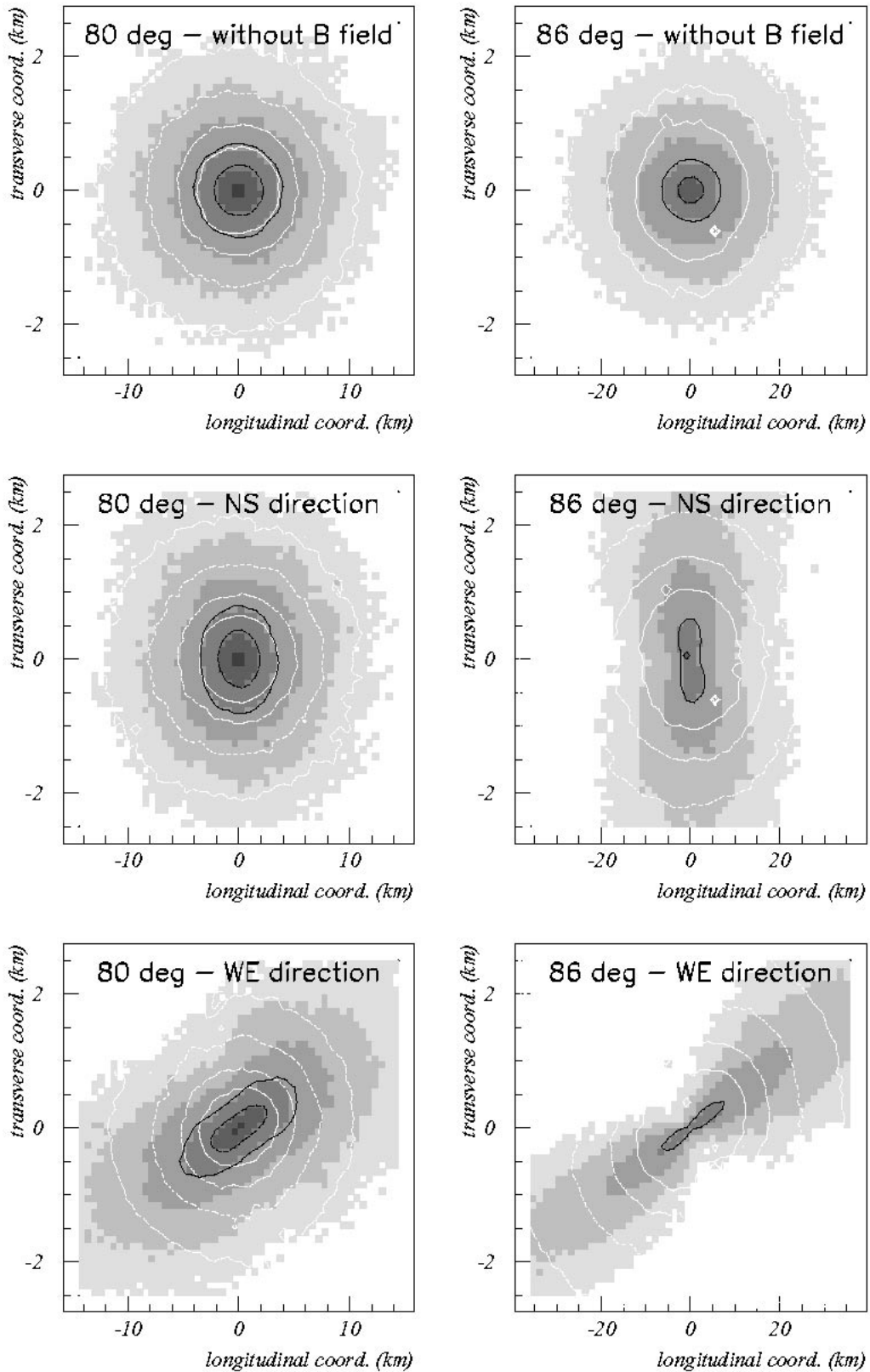


Figure B-75 : Effet du champ magnétique sur l’empreinte au sol d’une gerbe. Le rapport entre les coordonnées transverses et longitudinales est $\cos(\theta)$ pour conserver la symétrie cylindrique en l’absence de champ magnétique. Les différents niveaux de gris (en échelle logarithmique) représentent le signal moyen déposé dans un détecteur. Le contour en noir montre la zone où le signal passe le déclenchement T2 pour des énergies de 3 et 10 EeV. Les courbes en blanc représentent le retard du signal par rapport au front plan (10, 20, 30 et 40 ns) [b-90].

B-5.1.2 Gerbes de neutrinos

Il a déjà été démontré que l'Observatoire Pierre Auger peut détecter des neutrinos d'origine astrophysique [b-83][b-84]. Un neutrino peut interagir avec les atomes de l'air dans les basses couches de l'atmosphère. Si le neutrino interagit par courant neutre, il engendre une gerbe hadronique dans l'atmosphère. Dans le cas d'une interaction en courant chargé, en plus de la gerbe similaire à celle du courant neutre, le lepton produit une cascade électromagnétique. A cause du développement tardif de la gerbe, son contenu est dominé par la composante électromagnétique (signaux très dispersés en temps et courbure de la gerbe très importante). A grand angle zénithal, les gerbes de neutrinos sont suffisamment différentes de celles hadroniques pour être facilement différenciées. La Figure B-76 illustre la différence du développement entre une gerbe inclinée initiée par un proton avec celle initiée par un neutrino.

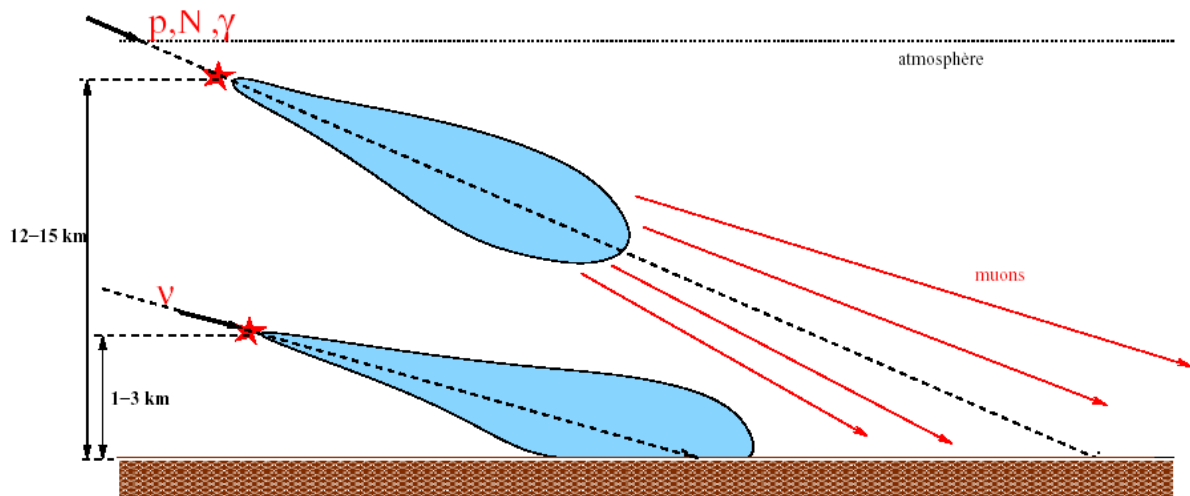


Figure B-76 : Schéma du développement d'une gerbe atmosphérique initiée par un neutrino et par les autres primaires (proton, noyau) [b-83].

La méthode privilégiée pour détecter des neutrinos tau avec l'Observatoire Pierre Auger est de mesurer les gerbes montantes très jeunes dans l'atmosphère [b-85]. En effet, le neutrino tau peut interagir avec la Terre, le tau émis se désintègre dans l'atmosphère en créant une gerbe ascendante (Figure B-77).

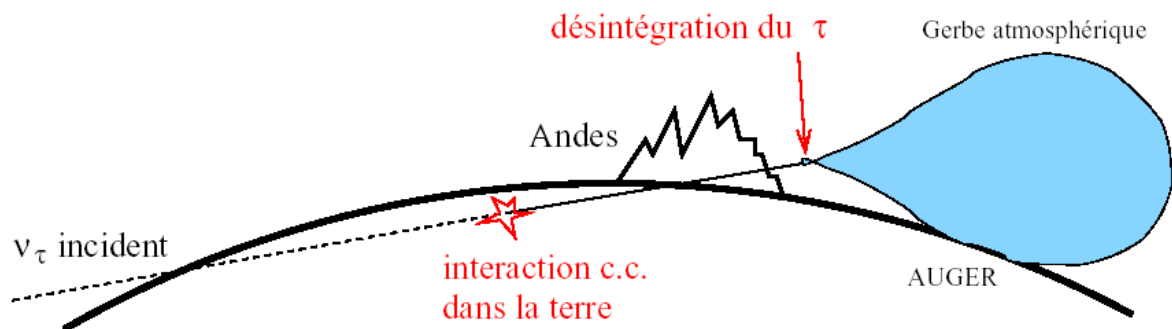


Figure B-77 : Principe de détection des neutrinos tau avec l'expérience Auger [b-83].

B-5.2 Cartes théoriques de muons au sol

Le premier élément de base nécessaire à la reconstruction de l'énergie des gerbes hadroniques est les cartes théoriques des muons au sol pour une énergie, un angle zénithal et azimutal donnés, c'est-à-dire la tabulation du signal théorique en fonction de la position dans le plan de la gerbe. Ces cartes sont obtenues en simulant plusieurs gerbes à plusieurs énergies, angles zénithaux et angles azimutaux. Cette partie décrit la procédure de simulation des gerbes hadroniques horizontales, ainsi que la paramétrisation des distributions de muons au sol en fonction de r , ψ , E , θ et ϕ .

B-5.2.1 Simulation des gerbes horizontales de nature hadronique

Contrairement à la simulation des gerbes verticales, la dépendance avec l'angle azimutal du développement de la gerbe est extrêmement lourde à traiter en terme de temps de calcul [b-89]. Pour accélérer le temps de calcul, on utilise le fait que le développement de la cascade hadronique est pratiquement indépendant du champ magnétique terrestre. Ceci implique que les distorsions magnétiques durant les premières étapes de son développement peuvent être négligées (faibles parcours entre chaque interaction). On peut donc utiliser la simulation de la cascade hadronique faite à un angle azimutal donné pour tous les autres angles. Il suffira ensuite de propager les muons dans l'atmosphère à différents angles azimutaux.

Pour un primaire (proton ou noyau de fer) à des angles zénithal et azimutal donnés et à une énergie donnée, on simule une gerbe avec le programme AIRES. Les simulations ont été faites avec plusieurs modèles hadroniques (QGSJET 1 et SYBILL 2.1). Pour accélérer le temps de calcul, tous les photons et les électrons ayant une énergie inférieure respectivement à 100 MeV et à 200 MeV ne sont pas suivis. En dessous de ces énergies, ces particules n'ont plus aucune chance de produire des muons ou d'atteindre le sol. Toutes les caractéristiques des muons au point de création (énergie, direction et poids statistique du « thinning ») sont extraites dans un fichier séparé. L'indépendance des premières étapes du développement de la gerbe avec le champ magnétique implique que le fichier contenant la configuration des muons est indépendant de l'angle azimutal.

Puis en utilisant le fichier créé précédemment en entrée, on injecte les muons avec différents angles azimutaux ϕ (entre 0 et 180 ° par pas de 6 °) dans un code de propagation dans l'atmosphère (modèle Linsley [b-91]) incluant le champ magnétique à Malargüe [b-90]. Pour chaque muon, on injecte, en utilisant les propriétés de symétrie autour de l'axe de la gerbe, des muons supplémentaires dont le nombre est proportionnel au poids statistique du muon en leur attribuant une direction aléatoire (opération d'« unthinning »). Cette étape permet de lisser les cartes de muons au sol. Tous les muons sont suivis pas à pas jusqu'au sol en prenant en compte les trois types d'interaction suivants :

- la diffusion multiple : la direction est modifiée aléatoirement avec une distribution gaussienne dans deux plans perpendiculaires.
- les pertes d'énergie par ionisation dépendent de l'impulsion des muons et sont décrites par :

$$\frac{dE}{dx} (MeV / gcm^{-2}) = 2.3 + 0.3 \log_{10}(p(GeV))$$

- la désintégration : la propagation est arrêtée.

B-5.2.2 Cartes de muons au sol

Tous les muons suivis jusqu'au sol sont projetés dans le plan de gerbe. Les cartes de muons sont paramétrées dans le plan de gerbe en fonction de r (distance à l'axe de la gerbe) et ψ (angle azimutal dans le plan de gerbe). Pour ce faire, le plan de gerbe est découpé en 40 intervalles en r et 60 sections angulaires en ψ . Les intervalles en r sont régulièrement espacés en suivant une loi en \sqrt{r} entre 0 et $r_{\max} = 5$ km. Cette division permet d'échantillonner plus précisément le voisinage du cœur. Plusieurs caractéristiques sont paramétrées en plus du nombre de muons comme la distribution angulaire, l'énergie déposée et le temps d'arrivée des muons. La Figure B-78 montre un exemple de tabulation pour une gerbe de 10^{20} eV à $\theta=80^\circ$ et $\phi=90^\circ$.

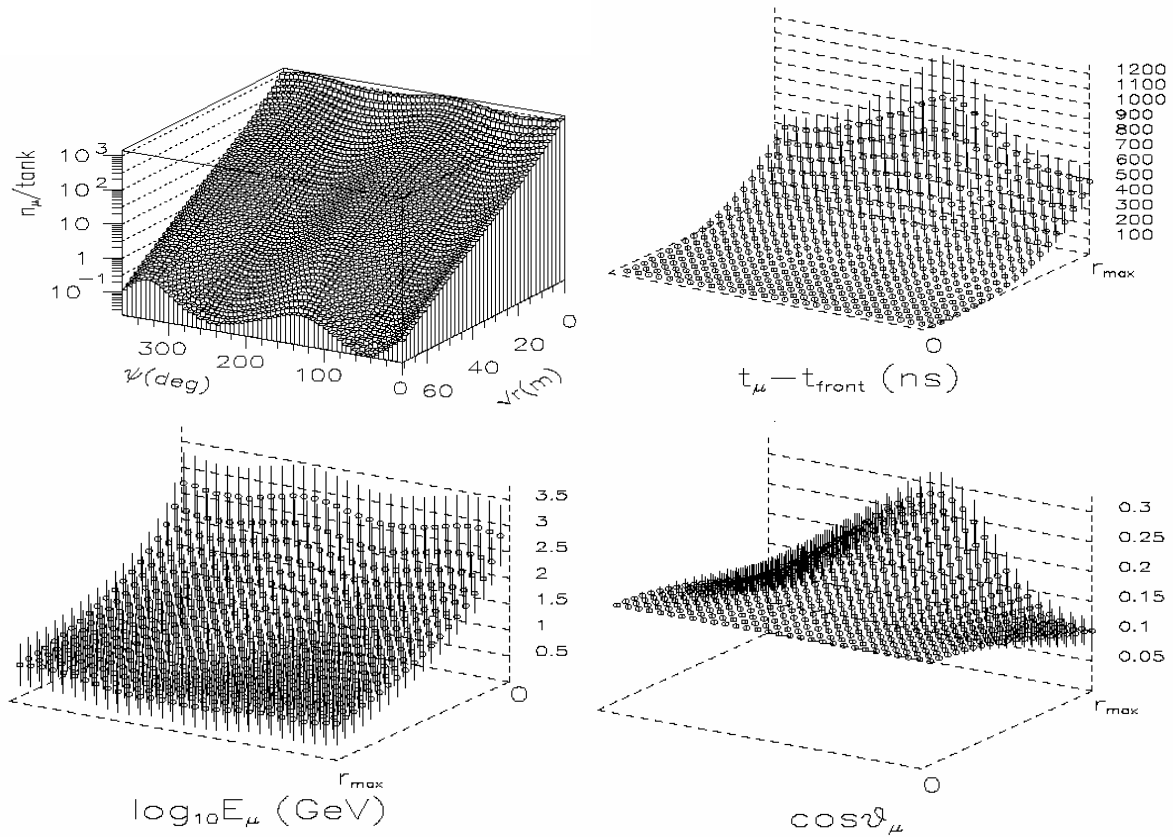


Figure B-78 : Tabulations pour une gerbe de proton à une énergie de 10^{20} eV avec $\theta=80^\circ$, $\phi=90^\circ$ en fonction \sqrt{r} et ψ . Les barres d'erreur indiquent les dispersions. En haut, à gauche : nombre moyen de muons par station. En bas, à gauche : énergie déposée en GeV (échelle logarithmique). En haut, à droite : temps d'arrivé. En bas, à droite : divergence angulaire au sol [b-83].

D'une manière empirique, la dépendance logarithmique du nombre de muons $N_\mu(r, \psi)$ en fonction de \sqrt{r} se révèle être quasi-linéaire. D'autre part, on s'attend à pouvoir décrire les asymétries « amont/aval » par le premier ordre d'un développement de Fourier, tandis que les asymétries d'origine magnétique peuvent être essentiellement décrites par les termes du deuxième ordre de ce même développement. Ainsi une fonction naturelle pour décrire une « LDF horizontale » peut s'écrire comme :

$$N_\mu(r, \psi) \propto e^{-A\sqrt{r}(1+B\cos\psi+C\sin\psi+D\cos 2\psi+E\sin 2\psi)}$$

où les coefficients A, B, C, D, E sont eux-mêmes des fonctions de θ et ϕ .

Au-delà de ce comportement qualitatif, on peut quantifier les choses d'une manière plus précise. La dépendance du nombre de muons en \sqrt{r} étant quasiment linéaire sur une échelle logarithmique, on peut développer les fluctuations autour de ce comportement linéaire sur une base de polynômes de Legendre en ne gardant en pratique que les 4 premiers ordres. La dépendance en ψ étant régulière et périodique, elle peut être décrite avec des modes de Fourier discrets (en ne gardant que les 6 premiers ordres). Pour des conditions initiales données (E, θ et ϕ), on peut résumer ainsi la paramétrisation de N_μ par une fonction de ψ et de la variable réduite $\rho = (2\sqrt{r/r_{\max}} - 1)$ (variant entre -1 et 1) :

$$\ln(N_\mu(r, \psi)) = \sum_{j=0}^6 A_j(\rho) \cos(j\psi) + \sum_{j=0}^6 B_j(\rho) \sin(j\psi)$$

ou

$$\ln(N_\mu(r, \psi)) = \sum_{k=0}^4 \rho^k \left(\sum_{j=0}^6 a_{kj} \cos(j\psi) + \sum_{j=0}^6 b_{kj} \sin(j\psi) \right)$$

La Figure B-79 montre le résultat de la paramétrisation de $\ln(N_\mu)$ en ψ dans le même exemple que précédemment. Le paramètre A_0 ($B_0=0$) indique l'évolution de la normalisation de N_μ en fonction de \sqrt{r} . L'asymétrie engendrée par le champ magnétique (séparation entre μ^+ et μ^-) est principalement donnée par les coefficients $j=2$ (quadripole). Les asymétries amont/aval sont décrites par les termes $j=1$ et $j=3$.

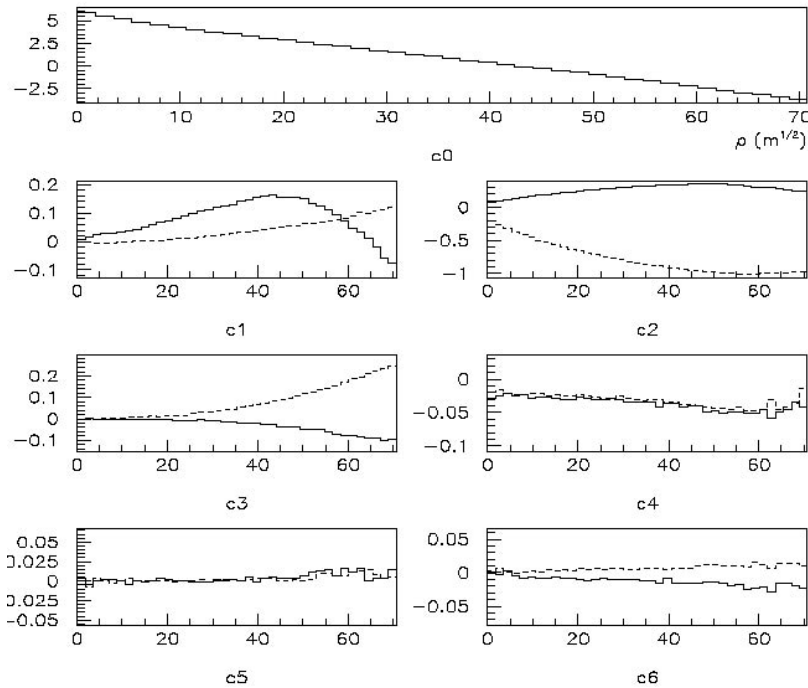


Figure B-79 : Coefficients de Fourier en ψ de $\ln(N_\mu)$ en fonction de $\rho = \sqrt{r}$ pour une gerbe initiée par un proton de 10^{20} eV, $\theta=80^\circ$, $\phi=90^\circ$. Lignes solides : coefficients A_j . Lignes pointillées : B_j [b-83].

Les coefficients a_{kj} et b_{kj} dépendent aussi de l'angle azimutal φ . Ces deux coefficients sont développés en série de Fourier en φ . D'une manière similaire, ces coefficients peuvent aussi être paramétrés avec l'angle zénithal. Par simulation, on démontre que la dépendance de ces cartes de muons avec l'énergie suit une loi de puissance :

$$N_{\mu}(r, \psi, \theta, \varphi, E) = N_{\mu}(r, \psi, \theta, \varphi, E_0) \left(\frac{E}{E_0} \right)^{0.95}$$

B-5.3 Réponse des détecteurs du réseau de surface aux muons inclinés

B-5.3.1 Détermination de la réponse aux muons

La détermination de la réponse des détecteurs du SD aux muons est cruciale pour la reconstruction de l'énergie afin de convertir le signal laissé dans une cuve en nombre de muons tombés dedans. Des mesures de muons inclinés faites sur le détecteur test d'Orsay ont permis de valider la simulation EasySim. On a vu dans la partie B-3.3.2 que le signal total déposé par un muon dépend de son angle zénithal et du point d'entrée dans cuve. Grâce à la simulation, on peut déterminer la distribution de signal des muons rentrant dans la cuve à une position quelconque avec un angle zénithal donné. Pour cela, 30000 muons avec une énergie d'une dizaine de GeV sont injectés aléatoirement sur la cuve avec un angle zénithal fixe. La Figure B-80 montre la distribution de signal déposé par un muon pour un angle zénithal compris entre 66 et 88 ° avec un pas de 2 °. Le signal total varie en moyenne entre 0 et 4 VEM quelques soit l'angle. Le signal total étant très dispersé, on ne peut plus se contenter d'utiliser la valeur moyenne de la distribution, on doit utiliser cette fois ci, la distribution de signal elle-même.

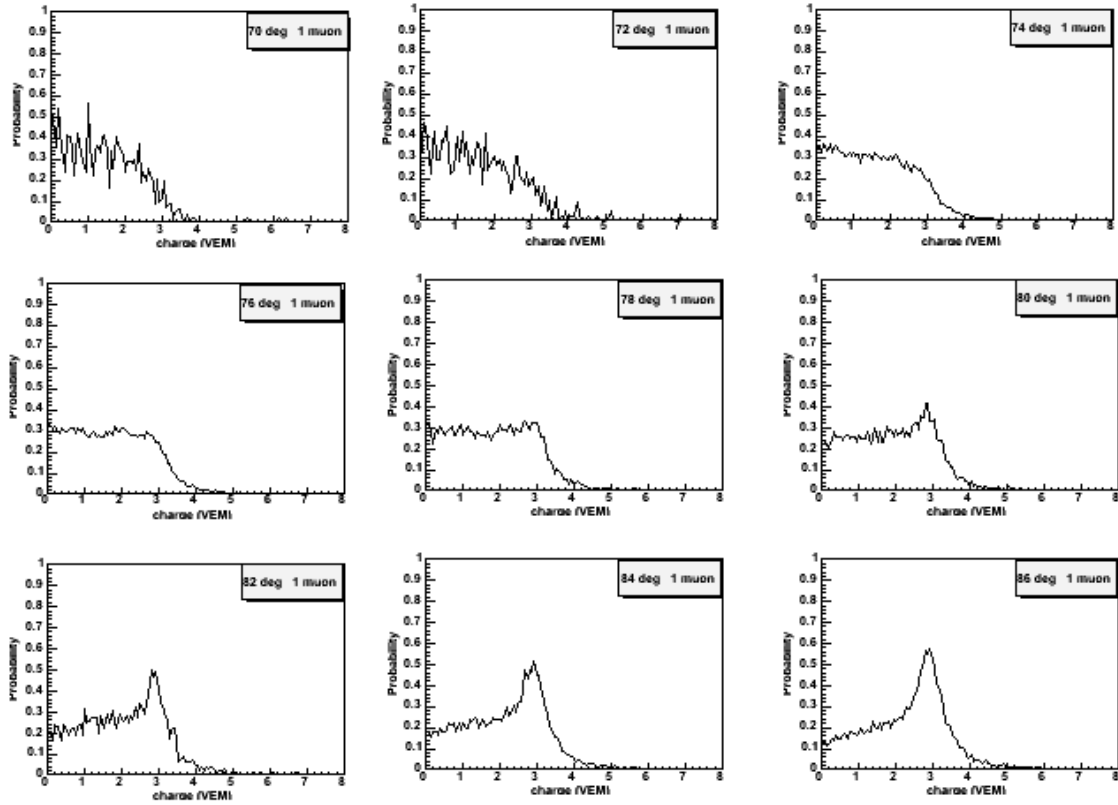


Figure B-80 : Distribution simulé du signal d'un muon en fonction de l'angle zénithal. Les simulations ont été faites de 66 ° à 88 ° avec un pas de 2 °.

Une fois normalisée, ces distributions de signal d'un muon $S_1(\theta, S_{VEM})$ donnent directement la probabilité qu'un muon rentrant dans la cuve avec un angle θ dépose un signal S_{VEM} . Les distributions $S_k(\theta)$ pour k muons sont déduites de $S_1(\theta)$ par auto convolution:

$$S_k(\theta) = (S_1(\theta))^*k \text{ (Produit de convolution)}$$

La Figure B-81 montre les distributions normalisées pour un à 6 muons pour un angle zénithal de 70 °. A partir de 5 muons, on peut utiliser une approximation gaussienne. Le signal se déduit de la formule suivante:

$$S_k(\theta) = \text{Gauss}[(a(\theta)k + b(\theta)), (c(\theta)k + d(\theta))]$$

La dépendance en θ des coefficients est la suivante :

$$\begin{cases} a(\theta) = 4.18 - 0.11 * \theta + 1.0710^{-3} * \theta^2 \\ b(\theta) = 3.34 - 0.10 * \theta + 9.4710^{-4} * \theta^2 \\ c(\theta) = -8.02 + 0.22 * \theta - 1.2810^{-3} * \theta^2 \\ d(\theta) = -9.46 + 0.28 * \theta - 1.8410^{-3} * \theta^2 \end{cases}$$

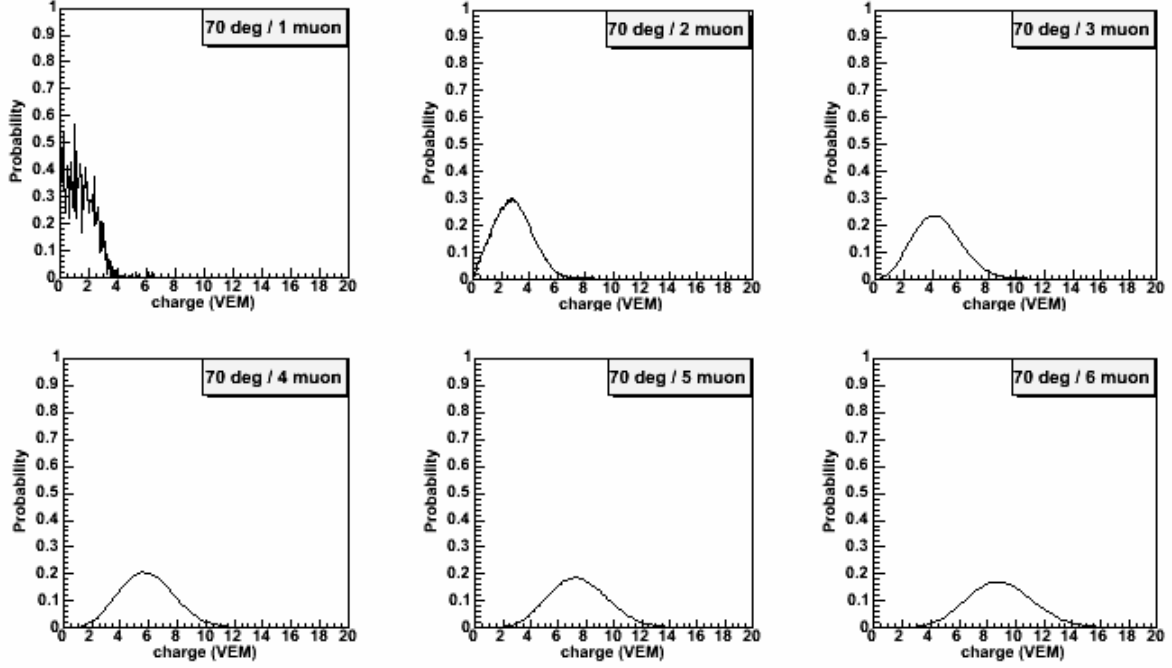


Figure B-81: Distribution normalisée de signal total pour 1 à 6 muons avec un angle zénithal de 70 °.

Dans la procédure de reconstruction des gerbes, on doit prendre en compte les stations silencieuses, c'est-à-dire celles qui n'ont pas assez de signal pour franchir le seuil de déclenchement T1 et les stations saturées. On attribut une probabilité à une station silencieuse $P_{\text{silencieuse}}$ en intégrant les distributions en charge entre 0 et la valeur du seuil en charge de déclenchement T1. De la même manière on prend en compte les stations saturées en associant une probabilité $P_{\text{saturée}}$ calculée en intégrant la distribution de charge à partir du seuil en charge de saturation.

$$P_{\text{silencieuse}} = P(S_{\text{VEM}} < \text{seuil}) = \int_0^{\text{seuil}} S_k(\theta, S_{\text{VEM}}) dS_{\text{VEM}}$$

$$P_{\text{saturée}} = P(S_{\text{VEM}} > \text{saturation}) = \int_{\text{saturation}}^{\infty} S_k(\theta, S_{\text{VEM}}) dS_{\text{VEM}}$$

$$\text{Avec } \int_0^{\infty} S_k(\theta, S_{\text{VEM}}) dS_{\text{VEM}} = 1$$

B-5.3.2 Détermination du seuil effectif de déclenchement T1 en charge et en amplitude pour les événements très inclinés

On a vu dans la partie B-3.3.2 que les réponses des 3 PM d'une station peuvent être très différentes. Cette asymétrie dans la réponse des PM dépend des angles zénithal et azimutal. Ceci entraîne que le niveau du seuil de déclenchement T1 (amplitude des 3 PM (I_{PM_i}) supérieure à $1.7 \times I_{\text{VEM}}^{\text{est}}$) dépendra aussi des angles zénithal et azimutal. Cette asymétrie est caractérisée par la balance en amplitude B_i définie comme :

$$B_i(\varphi) = \frac{3I_{PM_i}}{\sum_{i=1}^3 I_{PM_i}}$$

Les trois histogrammes de la Figure B-82 montrent la balance en amplitude des trois PM pour tous les événements avec un angle supérieur à 70 °.

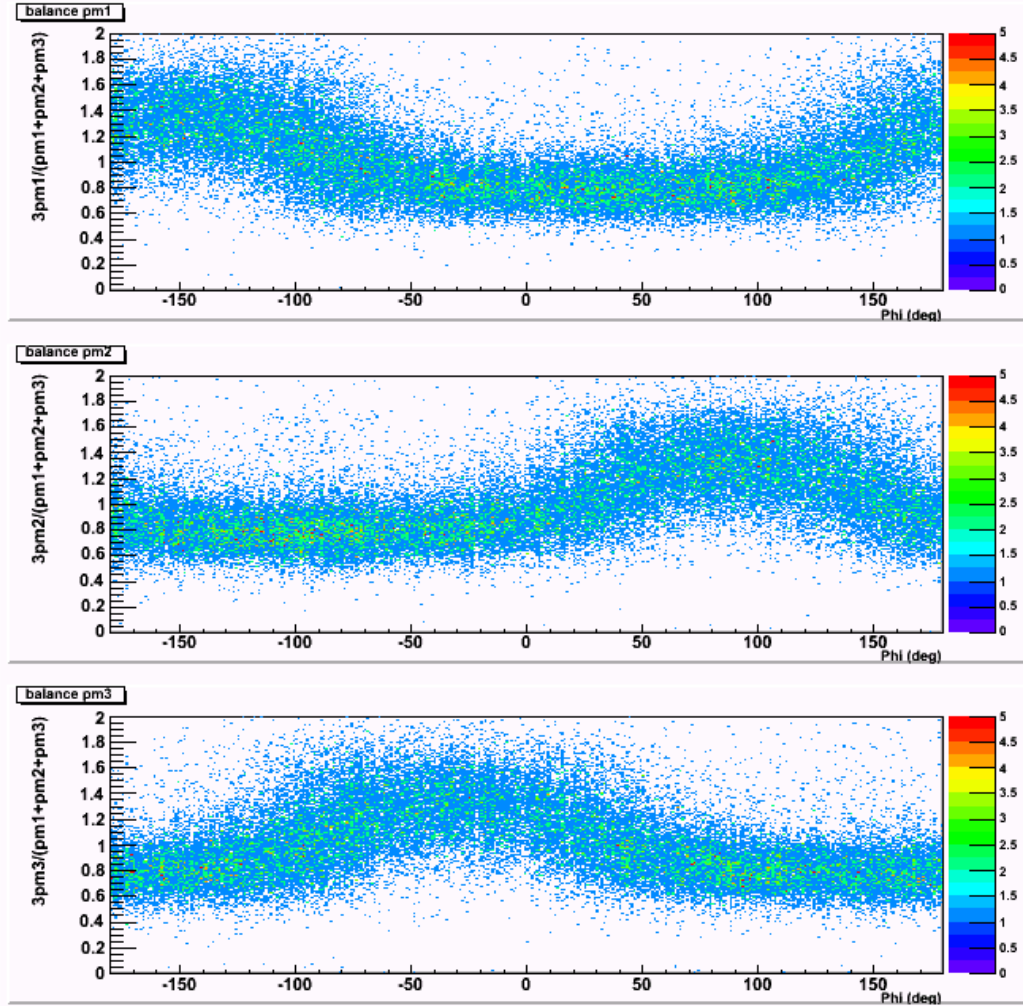


Figure B-82 : Balances des trois PM en fonction de l'angle azimutal φ pour tous les événements dont l'angle est supérieur à 70 °.

La dépendance de la balance en amplitude de chaque PM en fonction de l'angle azimutal peut être paramétrée par une fonction $f_i(\varphi)$:

$$f_i(\varphi) = 1 + a \cos(\varphi - \varphi_i) + b \cos(2(\varphi - \varphi_i))$$

où a et b sont deux paramètres. La distribution des $f_i(\varphi)$ pour tous les angles φ suit une loi gaussienne centrée sur 1 avec un sigma de 0.18. A partir de cette fonction de correction, on peut déterminer empiriquement le seuil effectif T1 en amplitude en fonction de φ . Pour chaque valeur de φ , on détermine le seuil effectif $S_{eff}(\varphi)$ de telle sorte que les amplitudes des

trois PM $S_{eff}(\varphi) \times f_i(\varphi)$ soient supérieures à $1.7 \times I_{VEM}^{est}$ (ou $1.54 \times I_{VEM}$). Les valeurs de $S_{eff}(\varphi)$ varient avec φ entre 1.86 et 1.93.

Pour obtenir le seuil effectif en charge, on multiplie le seuil effectif en amplitude par le rapport moyen entre la charge et l'amplitude des signaux (dépend aussi de l'angle zénithal θ). La valeur moyenne de ce rapport pour les événements avec un angle supérieur à 70° est d'environ 1.01. Le seuil effectif moyen T1 en charge est aussi d'environ 1.9 pour les événements avec un angle supérieur à 70° .

Pour vérifier les valeurs des seuils effectifs T1 déterminées précédemment, on trace pour tous les événements avec un angle supérieur à 70° , la charge moyenne et l'amplitude moyenne de toutes les stations. Les deux graphes de la Figure B-83 montrent les histogrammes de la charge moyenne et de l'amplitude moyenne pour deux sélections angulaires d'événements : $70-80^\circ$ et $80-90^\circ$.

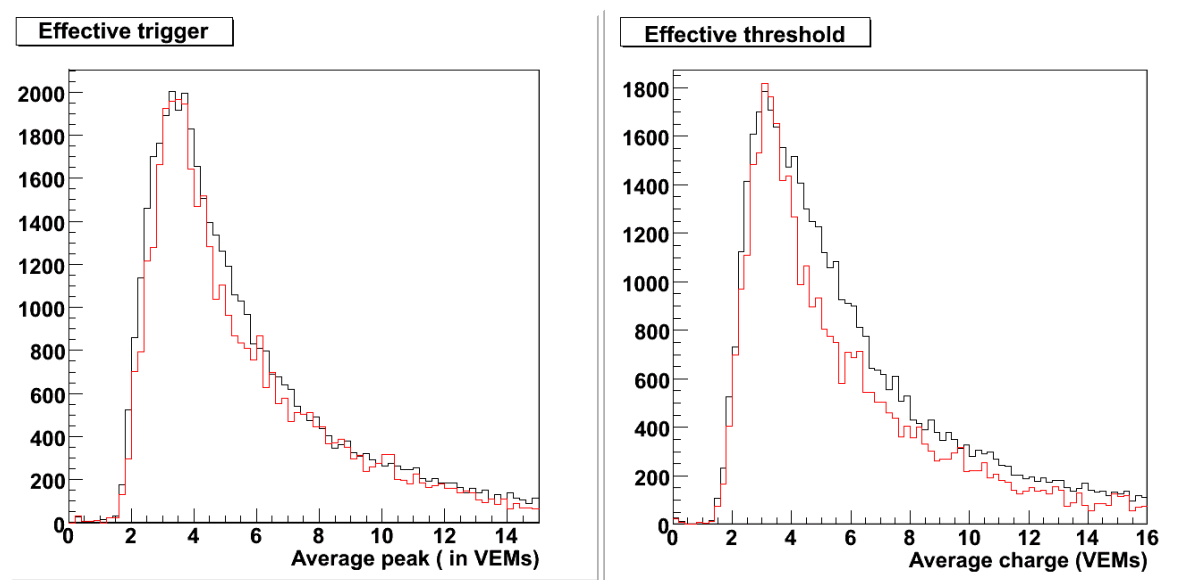


Figure B-83 : Histogrammes de l'amplitude moyenne (graphe de gauche) et de la charge moyenne (graphe de droite) pour deux sélections angulaires d'événements : $70-80^\circ$ (trait pointillé) et $80-90^\circ$ (trait plein).

Les distributions de la charge moyenne et de l'amplitude moyenne ont la même forme pour les deux sélections d'angle. On remarque que les seuils déterminés empiriquement sont compatibles avec les seuils réels des stations du réseau de surface.

B-5.3.3 Validation de la réponse simulée

Le signal moyen d'un muon peut être directement déterminée en moyennant le signal total des détecteurs loin du cœur de la gerbe. Pour être sûr d'avoir un seul muon, on applique une coupure sur le nombre de muons théoriques donné par les cartes de densité de muons au sol à 0.3 ou 0.5. Par exemple, pour une coupure à 0.3 muon théorique, il y a en moyenne 85 % de muon unique (fluctuation de Poisson du nombre de muons).

Les distributions de la charge de la moyenne des 3 PM sont comparées aux simulations pour deux tranches angulaires : $70^\circ < \theta < 75^\circ$ et $75^\circ < \theta < 80^\circ$ (Figure B-84). Les simulations ont été faites en injectant des muons d'une dizaine de GeV suivant la distribution angulaire des événements inclinés. Pour une coupure à 0.3 muon théorique, on injecte dans la simulation 85 % de muon unique et 15 % de doubles muons. Pour une coupure à 0.5 muon théorique, on injecte dans 70 % des cas un seul muon, dans 25 % deux muons et dans les autres 5 % trois muons. Les signaux des 3 PM pour être sélectionnés doivent passer le seuil T1 (l'amplitude des 3 PM doit être supérieure à 1.54 l'amplitude du VEM).

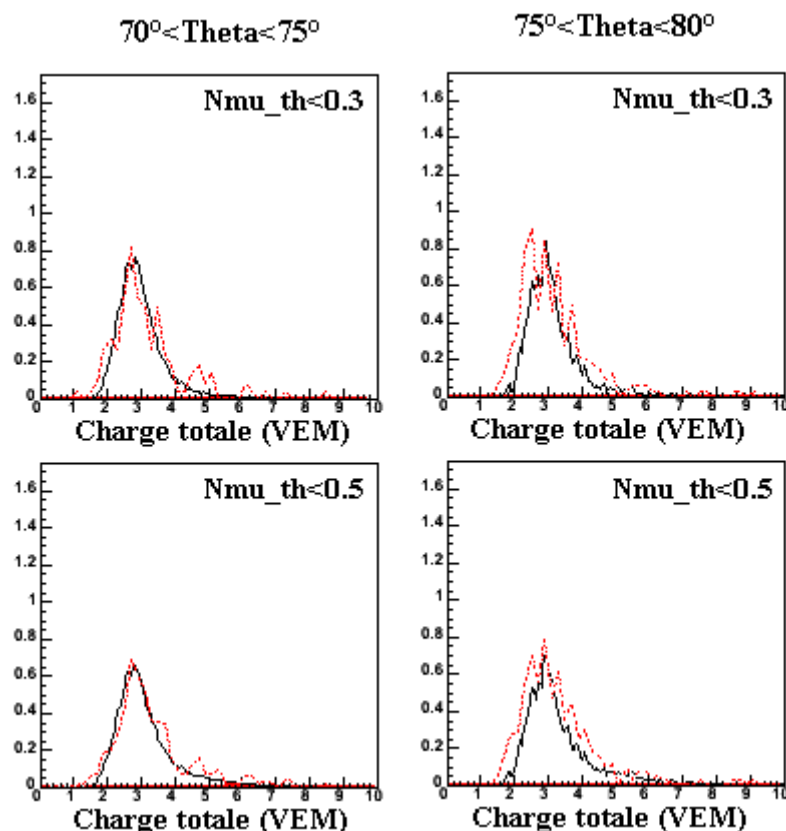


Figure B-84 : Comparaison entre la distribution de charge totale mesurée à partir des événements inclinés d'Auger (pointillé rouge) et celle obtenue avec la simulation EasySim (trait plein noir). Les signaux sont sélectionnés tels que le nombre de muons théoriques (Nmu_th) soit inférieur à 0.3 (graphes du haut) ou à 0.5 (graphes du bas).

Les distributions du signal total mesuré par les détecteurs du SD pour un muon en moyenne entre 70° et 75° sont parfaitement reproduites. Entre 75° et 80° , la moyenne de la distribution des signaux totaux est bien simulée ; cependant la largeur de la distribution simulée entre 75° et 80° est trop petite. Ce résultat reste inexpliqué et semble lié aux problèmes déjà évoqués à propos de la simulation dans la partie B-3.3.2 .

B-5.4 Sélection d'événements horizontaux

Comme on l'a vu dans la partie B-4.2.3, le critère de sélection standard des événements physiques utilisé pour les gerbes verticales (3C1ToT ou 4C1) peut aussi sélectionner des événements inclinés. Mais en regardant les événements inclinés, beaucoup pouvant être reconstruits ne sont pas sélectionnés. La Figure B-85 montre un événement incliné avec plus de 20 stations touchées non sélectionné par le critère 4C1.

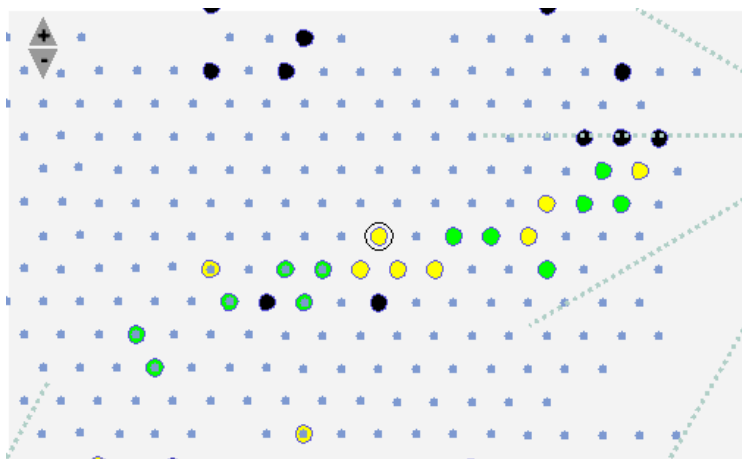


Figure B-85 : Evènement n°1152998 à 80 ° avec plus de 20 stations touchées non sélectionné par le T4 standard (4C1). Les stations T2 sont en vert, les T1 en jaune et celles qui ne fonctionnent pas en noir.

En 2005, X. Bertou a proposé un nouveau critère T4 que l'on nommera « T4exp » pour sélectionner les événements physiques à tous les angles [b-92]. Le principe du T4exp (sélection « bottom/up ») est le suivant :

- Déterminer toutes les graines (3C1 non aligné) possibles de l'événement.
- Sélectionner la meilleure graine définie comme celle qui a le plus de graines compatibles (différence entre les angles zénithaux reconstruits avec chaque graine inférieure à 10°).
- Sélectionner toutes les stations dont le temps est compatible avec la propagation d'un front plan défini à partir de la première graine avec une tolérance de -1 μ s à 2 μ s.
- Supprimer les stations isolées (critère dépendant de l'angle zénithal).
- Garder l'événement s'il reste au moins trois stations ToT ou au moins 4 stations.

Ce nouveau T4exp améliore de façon significative la sélection d'événements inclinés. La Figure B-86 met en évidence l'efficacité du critère T4exp par rapport au 4C1 standard. Ce critère est très efficace à grand angle, sélectionnant presque deux fois plus d'événements au-delà de 80 ° par rapport au critère 4C1.

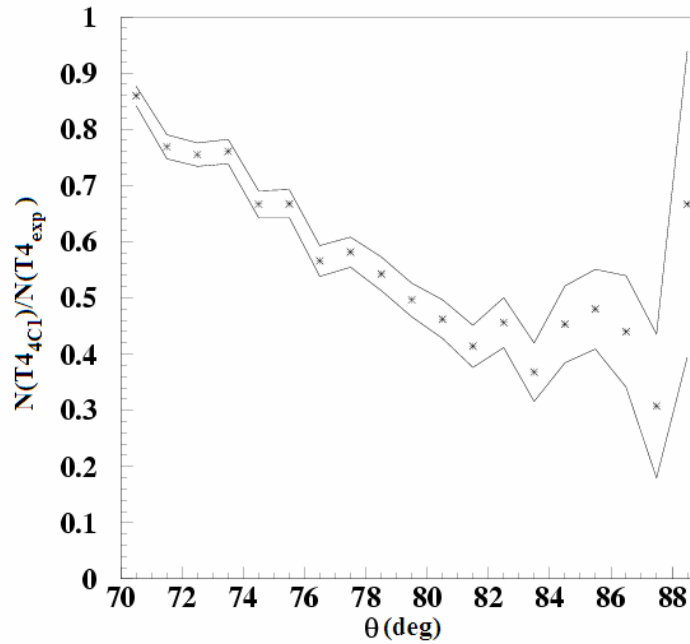


Figure B-86 : Rapport entre le nombre d'événements sélectionnés par le T4 standard (4C1) et celui sélectionnés par le T4exp en fonction de l'angle zénithal (θ). Les deux lignes représentent les barres d'erreurs. Une coupure sur le nombre de stations des événements est appliquée pour être sûr que tous ceux qui sont sélectionnés soient reconstruits.

Cependant, ce critère n'est pas encore parfait. Par exemple, la Figure B-87 présente un événement à 85 ° avec 14 stations touchées bien reconstruit non sélectionné ni par le T4 standard ni par le T4exp.

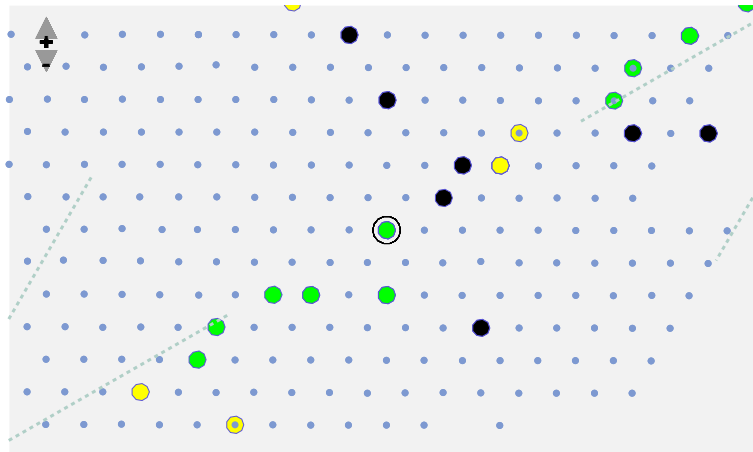


Figure B-87 : Evènement n°2261962 à 85 ° avec environ 14 stations touchées non sélectionné par le T4 standard (4C1) et par le T4exp. Les stations T2 sont en vert, les T1 en jaune et celles qui ne fonctionnent pas en noir.

Nous avons mis en place une nouvelle méthode de sélection « T4has » basée sur la finesse du front des gerbes inclinées [b-93]. Son principe est de tester la compatibilité des temps de déclenchement des stations avec la propagation d'un front plan horizontal défini par les deux cosinus directeurs u, v et se déplaçant à la vitesse de la lumière.

Les paramètres u , v sont déterminés en appliquant la reconstruction angulaire (voir partie B-5.5.1) à partir de toutes les stations T2 (procédure itérative jusqu'à $1 > u^2 + v^2 > 0.75$). Les stations T1 dont le résidu en temps par rapport à la propagation d'un front plan horizontal est supérieur à 200 ns sont supprimées de l'événement. Cette coupure a été déterminée en simulation (Figure B-88). La dernière étape consiste à supprimer toutes les stations isolées en ne gardant pas les stations qui n'ont pas de voisines dans les 5 km.

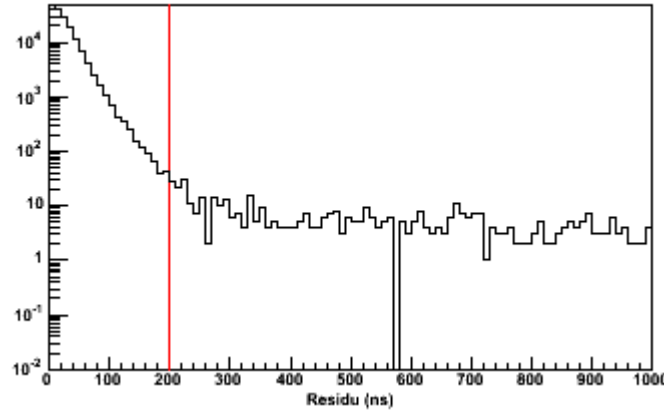


Figure B-88 : Histogrammes des résidus en temps obtenus avec des événements simulés. Le « talon » correspond aux fortuites. Pour enlever les fortuites, une coupure est appliquée à 200 ns (trait rouge).

Cette méthode ne requiert pas de critère de compacité comme les deux méthodes précédentes. Ceci est important car les gerbes horizontales ne sont pas compactes comme le montre l'événement de la Figure B-87. Cette méthode a l'avantage de sélectionner en même temps les événements physiques et les stations de ces événements. La Figure B-89 montre une comparaison entre les nombres d'événements sélectionnés par le T4exp et par le T4has. A très grand angle, environ 10 % d'événements reconstructibles sont sélectionnés en plus.

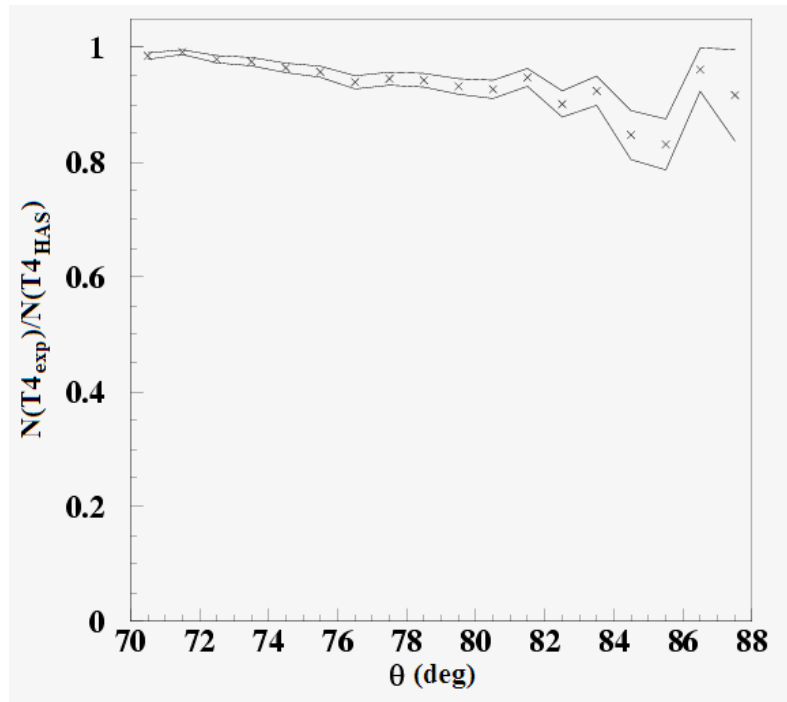


Figure B-89 : Nombre d'événements sélectionnés par le T4exp divisé celui sélectionnés par le T4has.

Pour résumer cette partie sur la sélection des événements horizontaux physiques, la Figure B-90 montre l'efficacité de sélection des différentes méthodes évoquées avec des événements simulés.

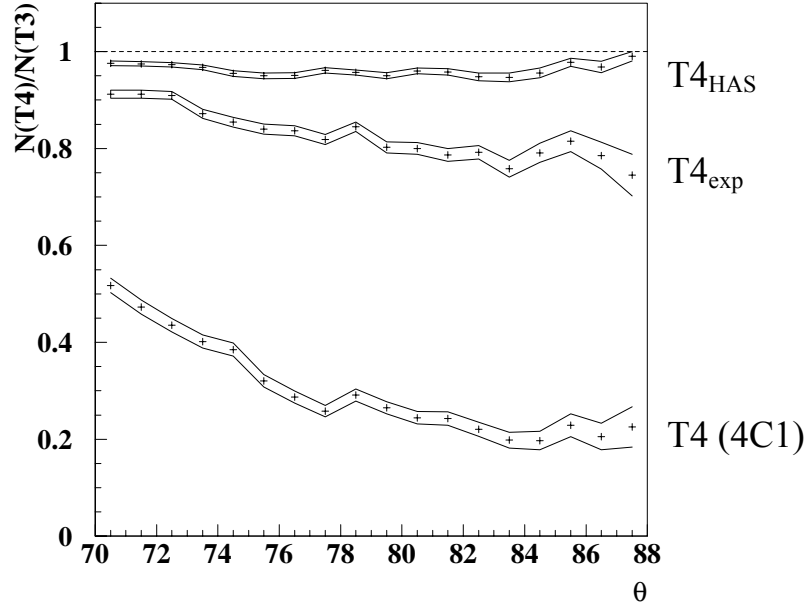


Figure B-90 : Nombre d'événements sélectionnés par les différents critères normalisés au nombre d'événements T3 (tous les événements T3 sont physiques et restructurables).

B-5.5 Procédure de reconstruction horizontale

B-5.5.1 Reconstruction angulaire

La reconstruction angulaire d'une gerbe utilise une méthode purement géométrique qui nécessite que les positions et les temps de déclenchement des stations sélectionnées par le critère T4has. Les temps de déclenchement doivent être compatibles en temps avec la propagation d'un front plan horizontal se déplaçant à la vitesse de la lumière. C'est-à-dire que les temps de déclenchement des stations \bar{t}_i dont les coordonnées sont (x_i, y_i) doivent suivre la relation suivante :

$$c\bar{t}_i = cT_0 - ux_i - vy_i$$

T_0 est le temps du cœur de la gerbe, u et v sont les deux cosinus directeurs du plan de la gerbe et c est la vitesse de la lumière. Le temps mesuré du signal d'une station t_i^{obs} suit une loi de distribution gaussienne $f(t_i^{obs})$ dont la largeur σ_i est fixée par la résolution du GPS et la valeur moyenne est \bar{t}_i :

$$f(t_i^{obs}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \exp\left(-\left(\frac{t_i^{obs} - \bar{t}_i}{\sigma_i}\right)^2\right)$$

La variance σ_i utilisée dans le calcul est donnée par la formule suivante. Les paramètres de cette formule ont été mesurés à partir de la réponse des doublets [b-94].

$$\sigma = \left(\frac{2T_{50}}{n} \right)^2 \frac{n-1}{n+1} + 147ns$$

où T_{50} désigne l'intervalle de temps pour lequel le signal total (charge) atteint 50 % de sa valeur et n est le nombre de stations déclenchées. Déterminer les paramètres u , v et T_0 revient à minimiser l'opposé du logarithme de la fonction de vraisemblance L défini par la relation suivante :

$$-\log(L) = \sum_{\text{Stations}} \left(\frac{t_i^{\text{obs}} - \bar{t}_i}{\sigma_i} \right)^2$$

Cette relation suit une loi de χ^2 . La minimisation de ce χ^2 amène à inverser le système linéaire suivant :

$$\begin{pmatrix} \sum_i \varpi_i & \sum_i \varpi_i x_i & \sum_i \varpi_i y_i \\ \sum_i \varpi_i x_i & \sum_i \varpi_i x_i^2 & \sum_i \varpi_i x_i y_i \\ \sum_i \varpi_i y_i & \sum_i \varpi_i x_i y_i & \sum_i \varpi_i y_i^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_0 \\ -u/c \\ -v/c \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_i \varpi_i t_i^{\text{obs}} \\ \sum_i \varpi_i x_i t_i^{\text{obs}} \\ \sum_i \varpi_i y_i t_i^{\text{obs}} \end{pmatrix}$$

Pour les gerbes horizontales dont la multiplicité (nombre de stations touchées) n'est pas trop grande, la courbure de la gerbe est négligée. Une fois les paramètres u , v et T_0 déterminés, les angles θ et φ sont alors déduits à partir des 2 relations suivantes :

$$\begin{cases} \theta = a \sin(\sqrt{u^2 + v^2}) \\ \varphi = a \tan\left(\frac{u}{v}\right) \end{cases}$$

Avec cette méthode, la précision sur les angles θ et φ est très bonne (meilleure que celle obtenue pour les gerbes verticales) grâce au très bon accord entre le front des gerbes inclinées et l'approximation du front plan. La Figure B-91 montre la résolution angulaire en fonction de la multiplicité des événements [b-95]. La précision angulaire pour les événements sélectionnés est inférieure à un degré (plus de 4 stations).

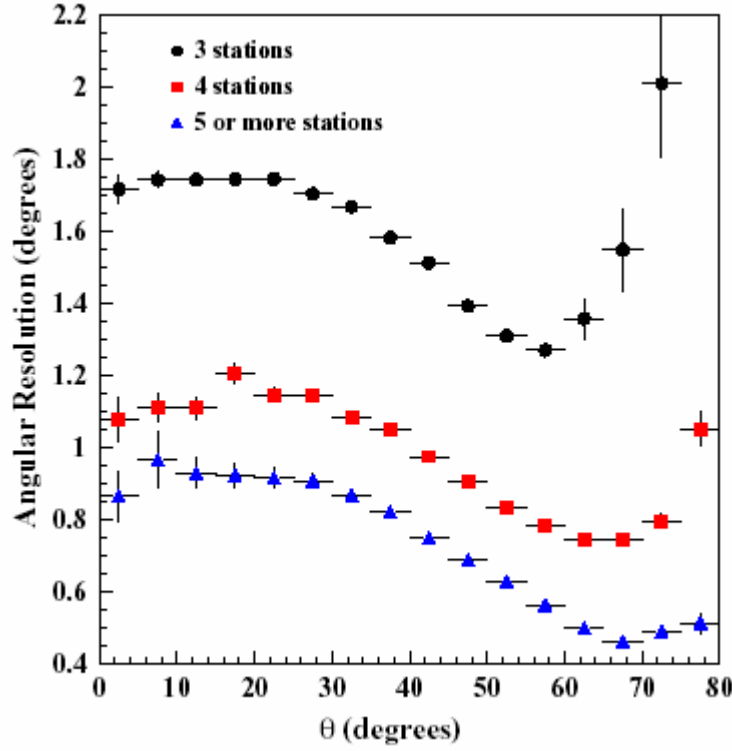


Figure B-91 : Résolution angulaire en fonction de l'angle de la gerbe pour différentes multiplicités [b-95].

B-5.5.2 Reconstruction de l'énergie

La reconstruction de l'énergie est basée sur l'ajustement d'une carte de muons au sol sur la carte des signaux observés [b-83]. On a vu dans la partie B-5.3 que le signal théorique pour un détecteur est une variable aléatoire qui suit une loi définie par les fonctions $S_k(\theta, S_{VEM})$. La probabilité P_{st} d'observer un signal S_{VEM} quand on attend en moyenne $N_\mu(E, x_c, y_c)$ est donnée par :

$$P_{st}(S_{VEM}, E, x_c, y_c) dS_{VEM} = \int d\theta \sum_{k \geq 0} p_k(N_\mu(E, x_c, y_c)) \times S_k(\theta = \theta(x_c, y_c), S_{VEM}) \times \rho_{\theta_0}(\theta - \theta_0) dS_{VEM}$$

où $p_k(N_\mu(E, x_c, y_c))$ représente la probabilité de Poisson d'observer k muons quand on attend en moyenne $N_\mu(E, x_c, y_c)$ et $\rho_{\theta_0}(\theta - \theta_0)$ est la distribution normalisée des directions d'arrivée des muons centrée sur θ_0 (angle moyen de la gerbe). En pratique, pour simplifier le calcul, on néglige la divergence des muons à l'intérieur d'une gerbe en prenant pour la fonction $\rho_{\theta_0}(\theta - \theta_0)$ une fonction de Dirac centrée sur θ_0 . Cette distribution est d'autant plus piquée que l'angle zénithal augmente. A partir de simulation, on constate que la valeur moyenne $N_\mu(E, x_c, y_c)$ varie quasi linéairement avec l'énergie :

$$N_\mu(E, x_c, y_c) = N_\mu(E_0, x_c, y_c) \left(\frac{E}{E_0} \right)^{0.95}$$

L'énergie est déterminée en maximisant la fonction de vraisemblance $L(E, x_c, y_c)$ définie comme le produit de toutes les probabilités P_{st} des signaux mesurés S_{VEM}^{obs} :

$$L(E, x_c, y_c) = \prod_{Stations} P_{st}(S_{VEM}^{obs}, E, x_c, y_c)$$

La détermination de l'énergie des gerbes horizontales se fait en ajustant la meilleure carte théorique de muons sur la carte des signaux d'un événement. Cet ajustement s'effectue en déplaçant le cœur de la gerbe au sol et en cherchant pour chacune des positions la carte qui se rapproche le plus des signaux observés. Cette recherche d'extrema, hautement non linéaire est réalisée en minimisant $-\log[L(E, x_c, y_c)]$ à l'aide de la librairie MINUIT. Cette reconstruction est implémentée dans le logiciel du CDAS et est appelée lors de l'analyse des données à chaque fois que l'angle zénithal d'un événement est supérieur à 70° .

La procédure de reconstruction de l'énergie est organisée en six étapes principales :

- A partir des stations sélectionnées par le T4has, les angles θ et ϕ sont déterminés avec la reconstruction angulaire.
- A partir des angles reconstruits, les cartes théoriques correspondantes sont construites.
- Une première itération pour estimer l'énergie est effectuée en fixant la position du cœur au barycentre des signaux.
- Une deuxième itération afin d'estimer la position du cœur est faite en gardant l'énergie fixe à la valeur trouvée précédemment.
- Une dernière itération est effectuée en laissant libre les 3 paramètres à ajuster et en prenant comme valeurs initiales les résultats trouvés dans les deux étapes précédentes.
- Pour finir, la contribution du halo électromagnétique ($\sim 15\%$) est soustraite de l'énergie globale.

Cette procédure de reconstruction des gerbes horizontales n'est pas définitive et n'est pas figée, elle est susceptible d'être améliorée en même temps que notre connaissance de notre détecteur et de la physique des gerbes. Pour l'instant, la principale source d'incertitude provient des modèles hadroniques comme nous le verrons dans la partie B-5.5.4. Cette procédure est basée sur une composition donnée des rayons cosmiques (proton). Si on choisit des noyaux de fer, il y a en première approximation environ 30 % de muons créés en plus, donc l'énergie sera systématiquement sous-estimée.

La Figure B-92 illustre la reconstruction d'un événement très incliné avec le réseau de surface. Cet événement a été reconstruit avec un angle zénithal d'environ 80° et une énergie d'environ 20 EeV.

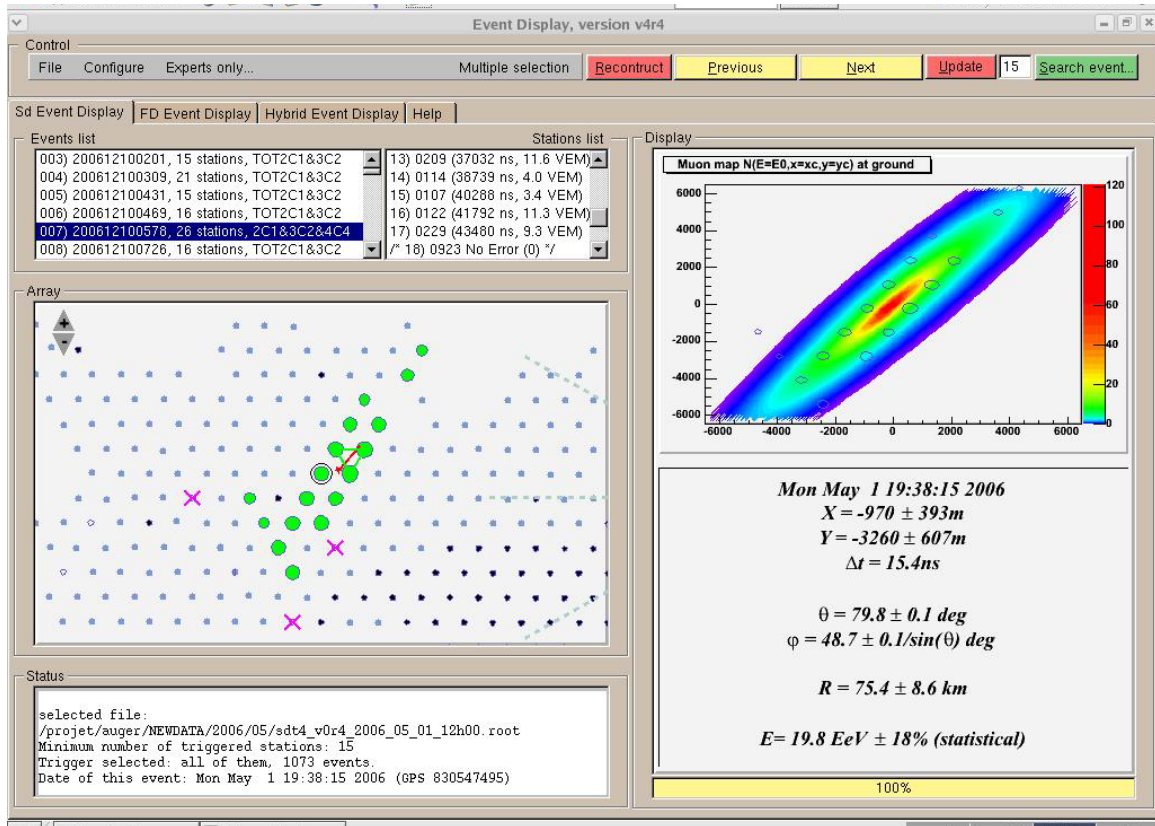


Figure B-92 : Copie d'écran du logiciel de visualisation des événements « Event Display ». L'événement 200612100576 a déclenché environ 18 stations et a été reconstruit à un angle zénithal d'environ 80° pour une énergie proche de $2 \cdot 10^{19}$ eV. Le dessin de gauche représente les stations touchées. Les stations T2 sont en vert et les croix violettes sont les stations supprimées par la sélection. Le graphe de droite montre la carte de densité de muons au sol ajustée sur les données des stations.

Remarque :

Une fois les paramètres θ , ϕ , x_c et y_c déterminés, on vient de voir que l'énergie est estimée en ajustant un facteur de normalisation N de la carte de muons. Par simulation, on a déterminé une relation entre N et l'énergie E et c'est à partir de cette relation que l'énergie est estimée. Cette relation de conversion avec l'énergie peut aussi être déduite avec les événements hybrides. Cet étalonnage croisé est déjà utilisé pour l'analyse des gerbes verticales et permet de s'affranchir en grande partie de la dépendance de l'énergie avec les modèles hadroniques des simulations.

A l'heure actuelle, il y a moins d'une dizaine d'événements horizontaux hybrides avec un angle zénithal supérieur à 70° et aucun au delà de 72° . Tous ces événements sont à très basse énergie et difficilement reconstituables. Depuis 2004, seulement deux de ces événements passent les critères de sélection T4 et T5 (critère de qualité défini dans la partie suivante). Ce faible nombre d'événements est dû à la très faible acceptance hybride au delà de 70° à cause des coupures. Par exemple le maximum de développement de la gerbe (X_{max}) doit se trouver dans le champ de vue des télescopes de fluorescence. Pour l'instant par manque de statistique, l'étalonnage de l'énergie par la fluorescence n'est pas réalisable.

B-5.5.3 Critère de qualité de la reconstruction (T5)

On définit a posteriori un critère T5 pour évaluer la qualité de la reconstruction de l'énergie d'un événement et ainsi obtenir un lot de données propres pour la suite de l'analyse [b-93]. Par exemple, une gerbe dont le cœur est à l'extérieur ou même sur un bord, bien que satisfaisant les conditions du T4, a très peu de chances d'être bien reconstruite. Cet événement doit donc être supprimé de la liste de données. La définition du T5 est basée sur la comparaison entre le nombre de stations touchées dans un événement (sélectionnées avec le T4) et celui prédit par les cartes de muons.

Par simulation, on détermine la distribution du nombre de stations touchées pour des valeurs E, θ, ϕ données à partir des cartes de densité de muons au sol sur un réseau parfait de 1600 détecteurs (~ 60 km de côté). Cette distribution suit une loi piquée qu'on approxime par une gaussienne dont la moyenne et la largeur dépendent des valeurs E, θ, ϕ . La Figure B-93 montre l'évolution du nombre moyen de stations prédit par les cartes de muons au sol en fonction de l'angle azimutal pour deux énergies de 10 EeV et 100 EeV et pour des angles zénithaux compris entre 70 et 86 ° avec un pas de 2 degrés.

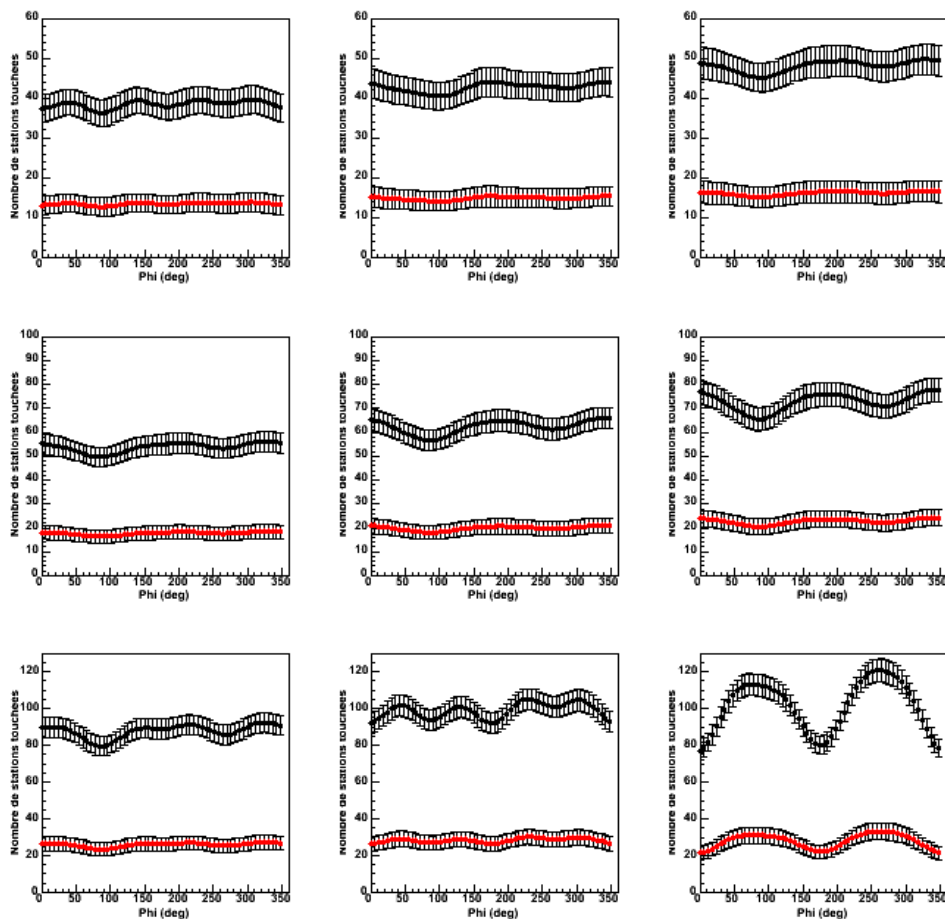


Figure B-93 : Evolution du nombre de stations touchées déterminées à partir des cartes de densité de muons en fonction de l'angle azimutal pour deux énergies 10 et 100 EeV et pour des angles zénithaux compris entre 70 et 86 ° avec un pas de 2 degrés. Le zéro de l'axe des abscisses correspond au Nord dans le repère d'Auger. Les barres d'erreur représentent la dispersion des résultats sur 100 gerbes.

Pour les petits angles zénithaux ($\theta < 74^\circ$), la multiplicité théorique (nombre de stations d'un événement) ne dépend pas de l'angle azimutal (asymétries faibles). Au fur et à mesure que l'angle zénithal augmente, on voit clairement apparaître les asymétries magnétiques en terme de $\cos(2\theta)$ et $\sin(2\theta)$ et les asymétries « amont/aval » en terme de $\cos(\theta)$ et $\sin(\theta)$. A très grand angle, ces asymétries sont modulées par un effet de taille du réseau. Pour un angle zénithal de 86° , on voit juste l'effet de taille du réseau et plus du tout les asymétries géométriques et géomagnétiques.

Lorsqu'un événement est reconstruit, on compare le nombre de stations touchées (sélection T4) avec celui prédit par les simulations pour les valeurs E, θ, ϕ reconstruites. Si le nombre de stations observées est à moins de N sigmas du nombre prédit, l'événement sera conservé. Plus N est grand, plus le critère est permissif. La Figure B-94 montre l'effet de la sélection T5 avec des coupures à 3, 2 et 1 sigma sur la position des cœurs des événements sur le réseau de surface.

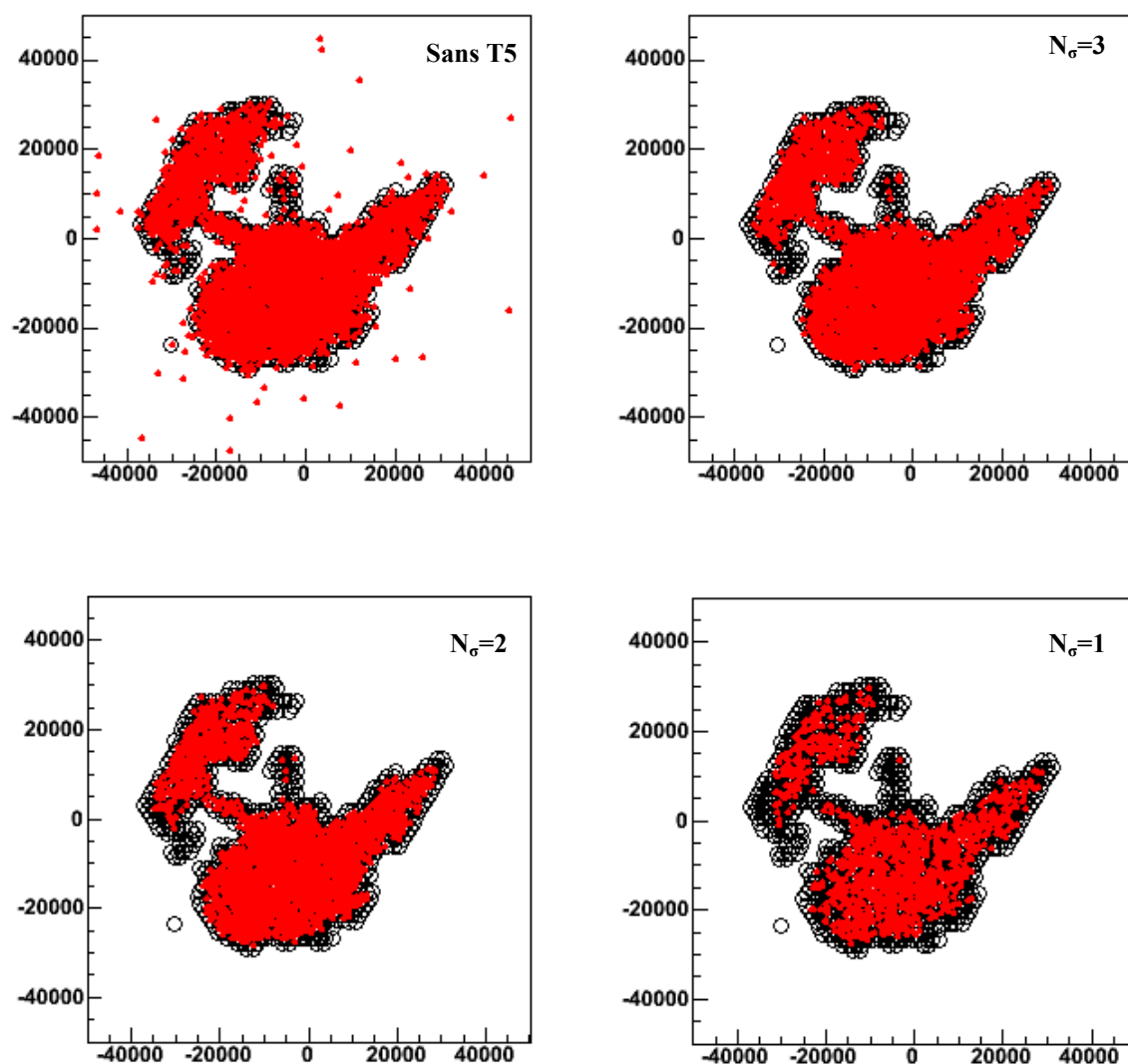


Figure B-94 : Position du cœur de tous les événements horizontaux dans les données 2005 et 2006. En haut et à gauche : pas de critère de qualité. En haut, à droite : sélection T5 avec une coupure à 3 sigmas. En bas, à gauche : sélection T5 avec une coupure à 2 sigmas. En bas, à droite : sélection T5 avec une coupure à 1 sigma. Les cercles noirs représentent la position de toutes les stations présentes en juin 2006.

A partir de 3 sigmas, tous les évènements dont le cœur est à l'extérieur ou sur les bords du réseau sont supprimés par le critère T5. On voit clairement que pour $N=1$, le critère est beaucoup trop restrictif (on commence à supprimer des évènements bien reconstruits parfaitement inclus dans le réseau).

La Figure B-95 montre l'évolution de la résolution en énergie (dE/E) en fonction de l'énergie E pour différents niveaux de T5. A la fin de la minimisation lors de la reconstruction de l'énergie, MINUIT donne une erreur dE sur l'énergie E pour chaque évènement (erreur d'ajustement de la carte).

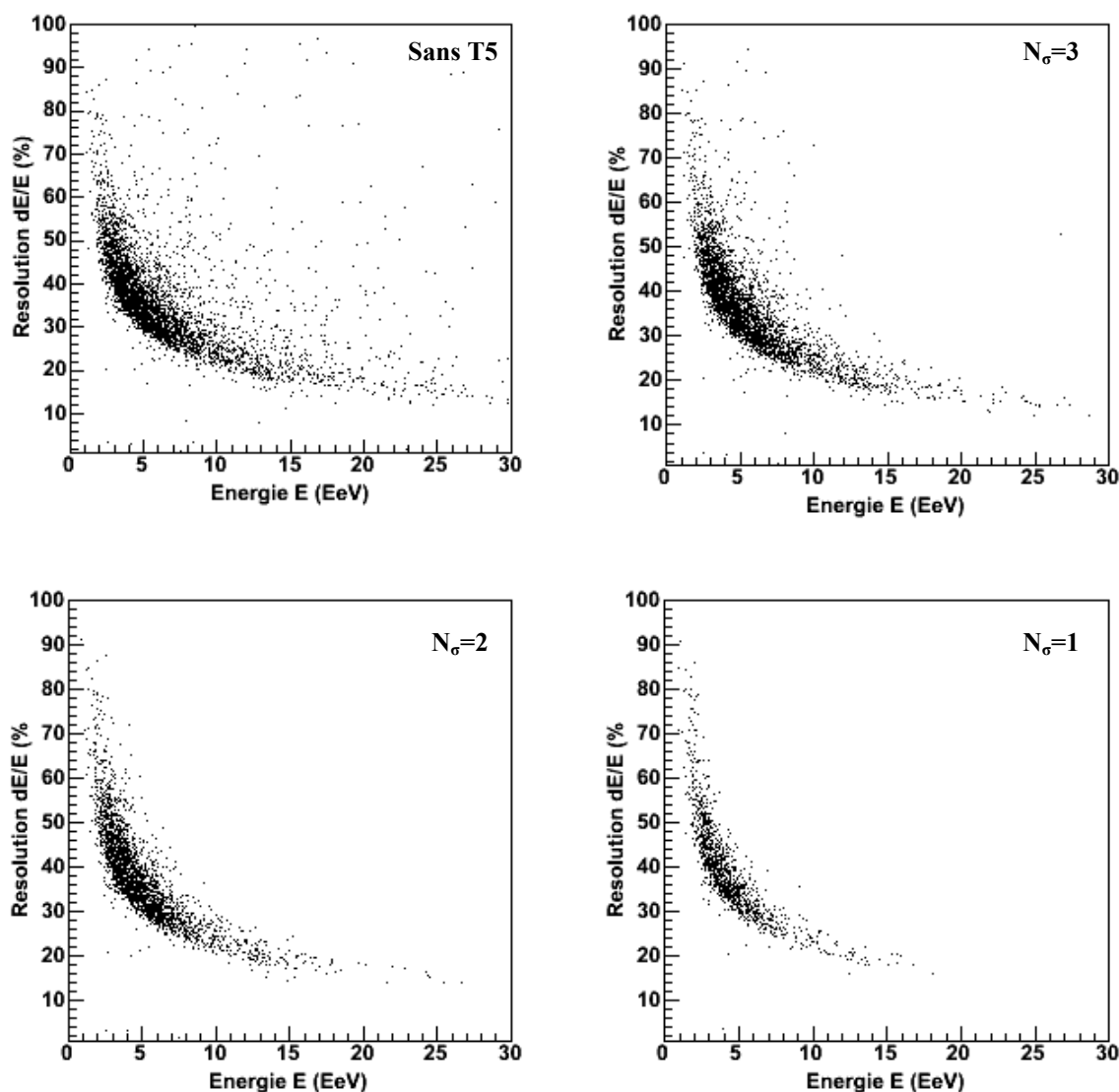


Figure B-95 : Résolution dE/E en fonction de l'énergie E (en EeV). En haut et à gauche : pas de critère de qualité. En haut, à droite : sélection T5 avec une coupure à 3 sigmas. En bas, à gauche : sélection T5 avec une coupure à 2 sigmas. En bas, à droite : sélection T5 avec une coupure à 1 sigma.

Plus l'énergie est haute, meilleure est la résolution. Pour les faibles énergies (1 à 3 EeV), la résolution n'est pas très bonne, en moyenne plus de 50 %. Cette mauvaise résolution est due à la faible multiplicité des évènements. Pour les énergies supérieures à 10 EeV, la

résolution est autour de 20 %. En n'appliquant pas le critère de qualité T5, on voit très bien que beaucoup d'événements à haute énergie ne sont pas bien reconstruits (dE/E grand). Avec une coupure à 3 sigmas, tous les événements mal reconstruits à haute énergie sont supprimés mais ce critère n'est pas suffisant pour ceux de basse énergie. Avec une coupure à 2 ou 1 sigma, tous les événements sont bien reconstruits mais on commence à perdre les événements à très haute énergie ($E > 15$ EeV) à cause d'un effet de taille du réseau. Il faut donc choisir un compromis entre la bonne reconstruction des événements à basse énergie et la sélection des événements à très haute énergie. En pratique, on prend une coupure variant linéairement avec l'énergie, d'environ 2.5 sigmas à basse énergie jusqu'à 5.5 sigmas pour les très hautes énergies. Cette dernière coupure pourra néanmoins être améliorée dans le futur pour optimiser l'acceptance des événements horizontaux à haute énergie.

B-5.5.4 Distribution en énergie des événements

Comme on l'a vu dans la partie B-5.2, la reconstruction de l'énergie des événements horizontaux dépend du modèle hadronique choisi. Deux modèles hadroniques ont été testés : QGSJET-1 et SYBILL-2.1. La Figure B-96 montre une comparaison entre les énergies reconstruites avec ces deux modèles pour tous les événements d'Auger entre janvier 2005 et juin 2006.

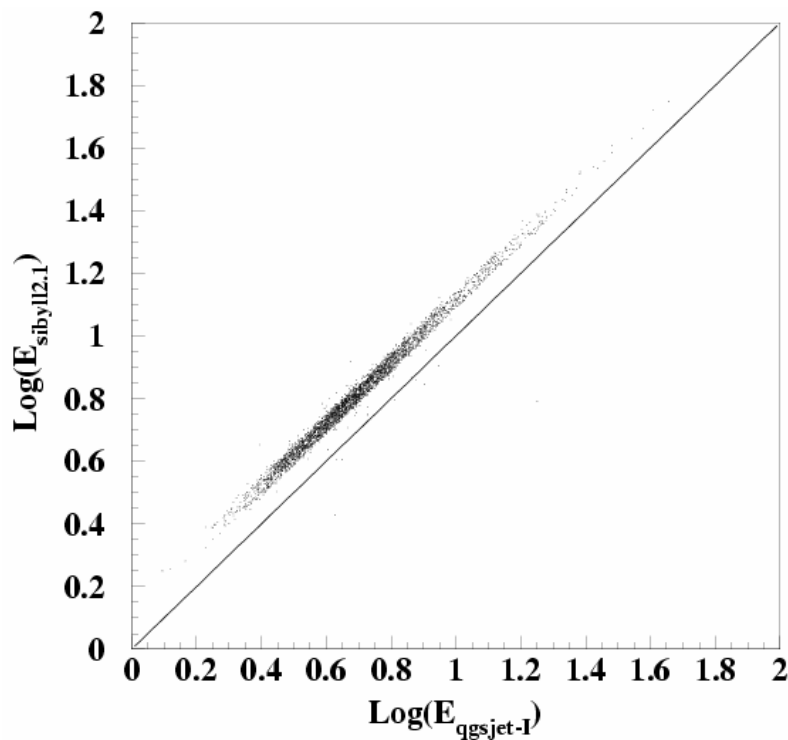


Figure B-96 : Comparaison entre l'énergie reconstruite avec deux modèles hadroniques QGSJET-1 et SYBILL-2.1 pour tous les événements du réseau de surface entre janvier 2005 et juin 2006.

Les énergies reconstruites avec le modèle hadronique Sybill-2.1 sont systématiquement d'environ 25 % en dessous de celles reconstruites avec le modèle QGSJET-1. Ce résultat met en évidence que le nombre de muons produits par Sybill-2.1 est systématiquement plus faible que celui donné par QGSJET-1. Ce résultat est en accord avec la différence des prédictions des sections efficaces proton-air des deux modèles (Figure B-7).

La Figure B-97 montre la comparaison entre le nombre de muons produits par les différents modèles hadroniques. On retrouve que le nombre de muons produit par SYBILL 2.1 est plus faible que celui produit par QGSJET-1. Cette figure montre aussi que le modèle QGSJET-II [b-97] produit moins de muons que QGSJET-1 et plus que SYBILL 2.1. On s'attend donc à trouver une distribution en énergie comprise entre celle des deux modèles testés.

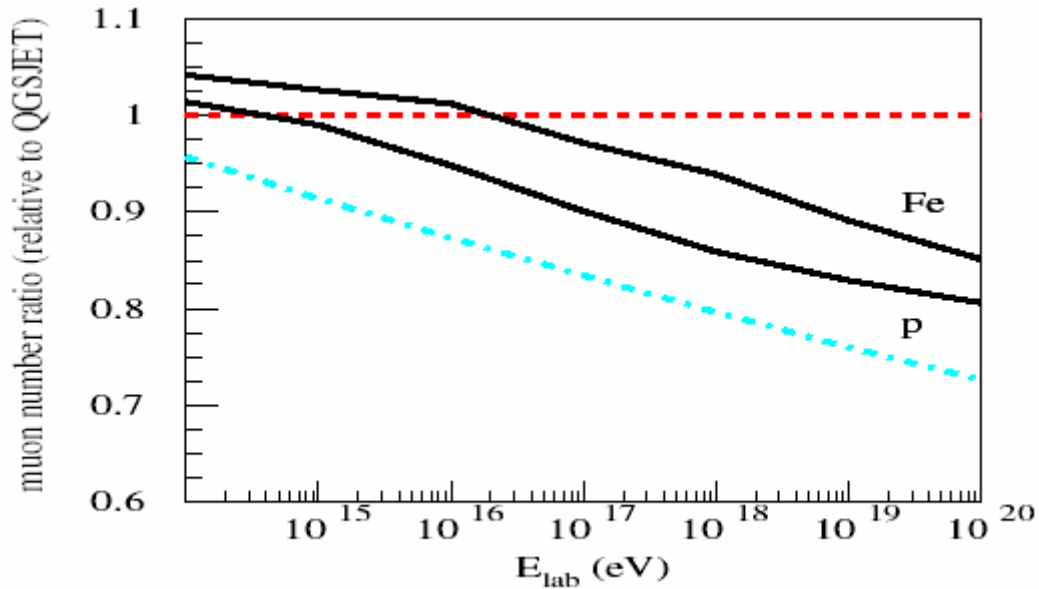


Figure B-97 : Comparaison du nombre de muons dans une gerbe en fonction de l'énergie du primaire produit par les modèles hadroniques : QGSJET 1 (pointillé rouge), SYBILL 2.1 (pointillé bleu) et QGSJET-II (trait noir) pour des protons et des noyaux de fer. Les nombres de muons produits par les modèles sont normalisés à celui produit par QGSJET 1. D'après [b-98].

La Figure B-98 présente la distribution de l'énergie des événements reconstruits avec le modèle hadronique QGSJET-1 (proton) entre janvier 2005 et juin 2006. La distribution des énergies reconstruites avec Sybill-2.1 est systématiquement en dessous de 25%.

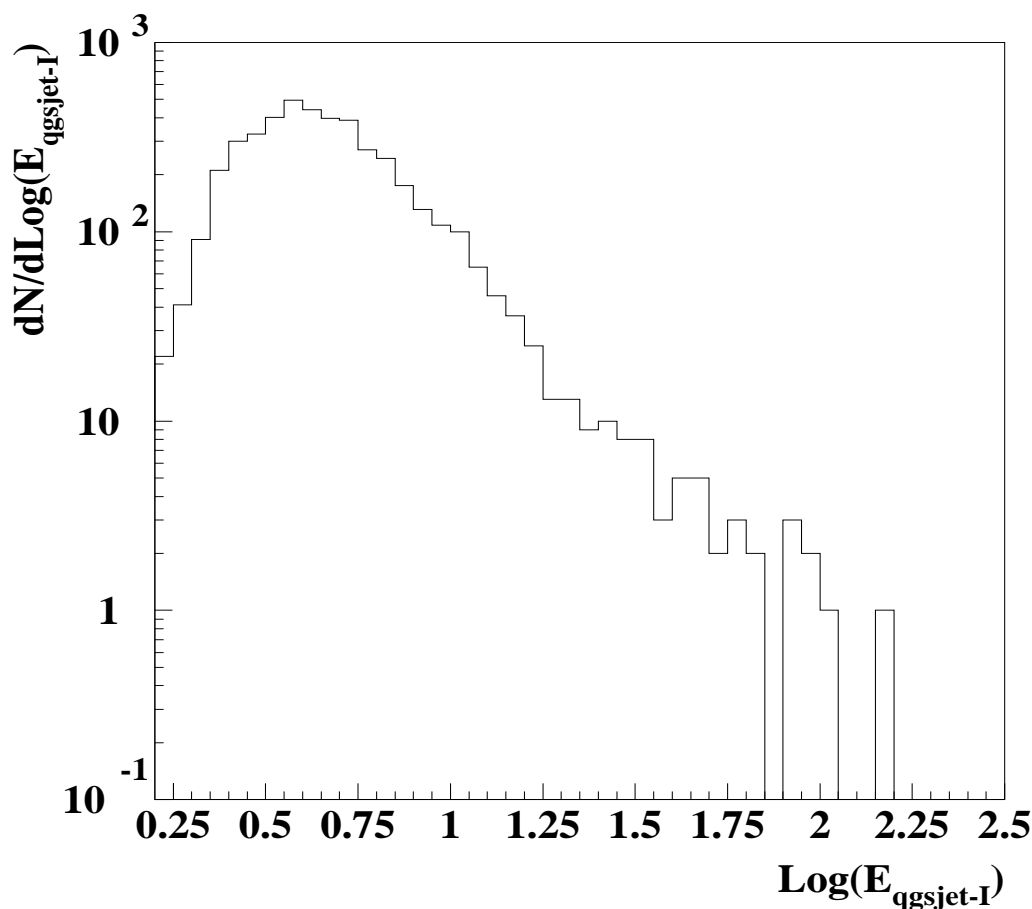


Figure B-98 : Distribution de l'énergie des événements détectés par le réseau de surface entre le 01/01/2005 et le 31/06/2006. Les événements sont sélectionnés par le critère T4has et T5. La reconstruction de l'énergie est basée sur des calculs Monte-Carlo faits avec le modèle hadronique QGSJET-1 avec une hypothèse proton.

Pour obtenir le spectre en énergie des événements horizontaux, il faut normaliser cette distribution par la surface de détection qu'a présenté le détecteur pendant la période de prise de données, autrement dit, l'acceptance (voir partie B-5.6.1).

B-5.6 Spectre en énergie

Le calcul de l'acceptance du réseau de surface constitue une deuxième étape primordiale pour la construction du spectre en énergie. En effet, le flux dans un intervalle d'énergie donné exprimé en $[\text{eV.km}^2.\text{sr.y}]^{-1}$, est obtenu en divisant le nombre d'événements mesurés dans cet intervalle d'énergie par la surface de détection qu'a présenté le détecteur au cours du temps de prise de données, c'est-à-dire l'acceptance $A(E)$.

B-5.6.1 Calcul de l'acceptance horizontale du réseau de surface

Pour calculer l'acceptance, nous avons besoin d'introduire les différents concepts suivants :

- **Surface effective** $S_{eff}(E, \theta, \varphi)$ (en km²) : intégrale de sa surface pondérée par la probabilité de détection :

$$S_{eff}(E, \theta, \varphi) = \iint P_{E, \theta, \varphi}(x_c, y_c) dx_c dy_c$$

où $P_{E, \theta, \varphi}(x_c, y_c)$ est la probabilité de détecter un événement d'énergie E dans la direction (θ, φ) en un point au sol (x_c, y_c) . Cette probabilité de détection dépend des conditions de déclenchement T3, T4 et T5.

- **Acceptance instantanée** $a(E)$ (en km².sr) : intégrale de la surface effective de détection $S_{eff}(E, \theta, \varphi)$ sur l'angle solide entre 70 et 88 ° couvert par le détecteur :

$$a(E) = \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} \sin \theta \cos \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi S_{eff}(E, \theta, \varphi)$$

où θ_{min} et θ_{max} définissent les bornes de l'angle zénithal entre lesquelles se fait la reconstruction. Pour les gerbes horizontales, on a $\theta_{min}=70^\circ$ et $\theta_{max}=88^\circ$.

- **Acceptance** $A(E)$ (en km².sr.y) : intégrale de l'acceptance instantanée sur le temps :

$$A(E) = \int a(E) R(t) dt$$

où $R(t)$ est une fonction qui représente l'évolution de la taille du réseau en fonction du temps.

Pour calculer analytiquement l'acceptance, il faut connaître la fonction $P_{E, \theta, \varphi}(x_c, y_c)$ en tout point du réseau. Comme le réseau n'est pas parfait (beaucoup de bordures), cette fonction n'est pas la même partout. Ceci complique d'avantage le calcul. De plus, le critère de qualité T5 n'étant pas géométrique (basée sur un nombre moyen de stations touchées), il est très difficile de le prendre en compte dans un calcul analytique.

Pour éviter toutes ces difficultés, l'acceptance $A(E)$ est calculée par une méthode purement Monte-Carlo en prenant directement en compte la qualité de la reconstruction (T5) et la forme réelle du réseau et son évolution dans le temps [b-99]. La prise en compte du critère de qualité T5 fait que l'acceptance en fonction de l'énergie a une forme complexe. Pour mettre en œuvre cette méthode, on tire aléatoirement des gerbes sur le réseau réel, puis on compte simplement celles qui sont détectées.

La procédure Monte-Carlo de calcul de l'acceptance par intervalle d'énergie E est la suivante :

- On tire aléatoirement un temps t entre le 01/01/2005 et le 30/06/06. Puis, on détermine l'état du réseau à l'instant t en analysant les fichiers de T2 (indique à chaque temps quel détecteur est en état de marche).
- On tire aléatoirement un angle zénithal θ dans une distribution en $\sin\theta\cos\theta$, un angle azimutal ϕ dans une distribution plate entre 0 et 2π et une position du cœur (x_c, y_c) à l'intérieur d'un réseau rectangulaire simulé englobant le vrai réseau ($59.8 \times 68.2 \text{ km}^2$).
- Si l'événement passe les conditions T4 et T5, on compte plus un dans l'intégrale sinon zéro.
- On recommence pour un grand nombre de tirages du temps (en pratique 5 millions de gerbes sont simulés).

A la fin, le calcul Monte-Carlo doit converger vers la vraie valeur de l'intégrale $A(E)$. Le calcul Monte-Carlo est bien sur légèrement moins précis qu'un calcul analytique mais est sans aucun doute plus facile à mettre en œuvre. Le calcul de l'acceptance dépend bien sur du modèle hadronique choisi dans la simulation.

La Figure B-99 montre l'évolution de l'acceptance en fonction de l'énergie pour tous les événements horizontaux sélectionnés seulement par la critère T3 et par les critères T4 et T5 (plus événement reconstruit) entre le 01/01/2005 et le 30/06/06.

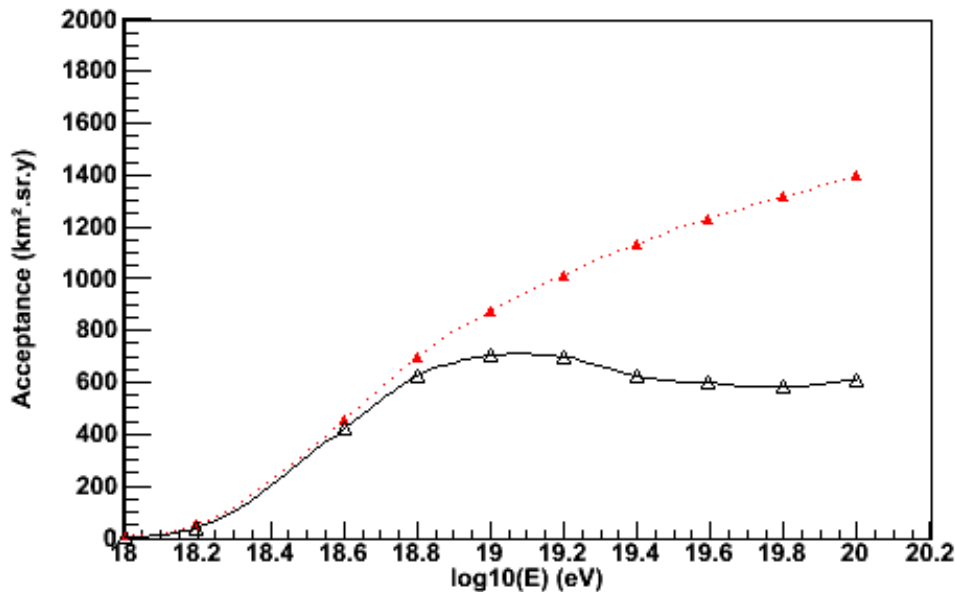


Figure B-99 : Acceptance horizontale en fonction de l'énergie pour tous les événements horizontaux sélectionnés par le T3 (pointillé) et par toute la chaîne de reconstruction (T4 + reconstruction + T5) entre le 01/01/05 et le 30/06/06.

L'acceptance T5 croît jusqu'à une énergie autour de 10^{19} eV puis baisse légèrement aux plus hautes énergies. Cette baisse, d'environ 15 %, est due à la définition du critère T5. A très haute énergie, les empreintes au sol sont très étendues. Le réseau, pour l'instant, a beaucoup de bord, donc cette empreinte a beaucoup de chance de ne pas être contenue dans le réseau. Si le détecteur est parfait, la baisse dans l'acceptance disparaît. La valeur de l'acceptance horizontale maximale est d'environ $710 \text{ km}^2.\text{sr.y}$ à comparer avec l'acceptance verticale

($\theta < 60^\circ$) qui est d'environ $3500 \text{ km}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{y}$ [b-96]. Ce qui représente environ 20 % de l'acceptance verticale. En utilisant l'hypothèse de l'isotropie des rayons cosmiques, on trouve que le flux des rayons cosmiques horizontaux représente environ 15 % du flux des verticaux. Cette différence met en évidence que le critère de qualité T5 utilisé pour les événements verticaux [b-96] est plus restrictif que celui utilisé pour les horizontaux.

L'acceptance T3 ne sature jamais parce que à haute énergie une gerbe peut déclencher le T3 même si son cœur est en dehors du réseau.

B-5.6.2 Spectre en énergie des événements horizontaux

Le spectre en énergie s'obtient juste en divisant la distribution des événements (voir partie B-5.5.4) par l'acceptance en fonction de l'énergie (voir partie B-5.6.1). La reconstruction de l'énergie et le calcul de l'acceptance ont été faits avec le modèle hadronique QGSJET-1 avec une hypothèse sur la composition purement proton.

La Figure B-100 montre le spectre en énergie des événements horizontaux (angle zénithal compris entre 70 et 88°) sélectionnés par les critères T4 + T5, ce qui représente environ 5500 événements. Les barres d'erreur sur le flux correspondent uniquement aux erreurs statistiques sur le nombre d'événements dans chaque intervalle d'énergie. La pente moyenne du spectre est d'environ -3.7 . Les barres d'erreurs sur l'énergie incluant la dispersion (Figure B-95) et l'écart des modèles (Figure B-96) sont d'environ 45 % à 5 EeV et d'environ 25 % à 50 EeV.

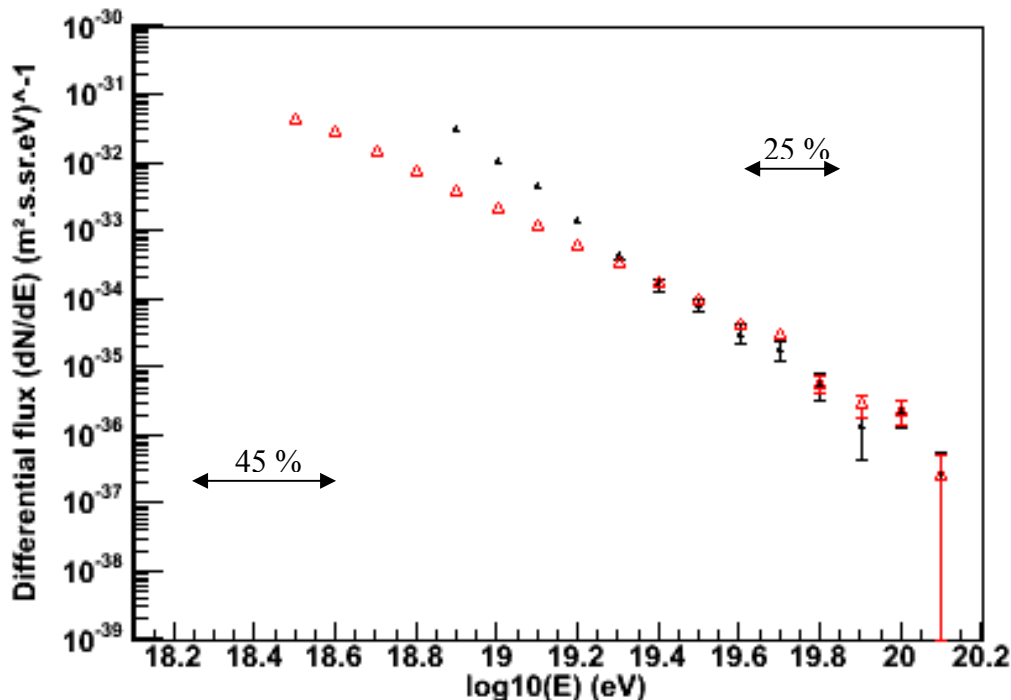


Figure B-100 : Spectre *préliminaire* en énergie des événements horizontaux (angle zénithal compris entre 70 et 88°) sélectionnés par les critères T4 + T5 dont l'énergie a été reconstruite avec le modèle QGSJET-1 proton (triangle plein noir). Les doubles flèches indiquent les barres d'erreur systématiques pour des énergies de 5 et 50 EeV. Ce spectre est comparé aux spectres des événements verticaux (angle zénithal compris entre 0 et 60°) sélectionnés par le T5 vertical [b-96] obtenus avec une estimation de l'énergie basée sur des simulations Monte-Carlo (QGSJET-1, proton) représenté par des triangles rouges.

Ce spectre horizontal est ensuite comparé au spectre des événements verticaux (angle zénithal compris entre 0 et 60 °) sélectionnés par le T5 vertical (ICRC) obtenu avec une estimation de l'énergie basée sur des simulations Monte-Carlo avec les mêmes hypothèses (QGSJET-1, proton). Le spectre horizontal, au-delà d'une énergie de $10^{19.2}$ eV, colle bien avec celui vertical. Cette comparaison met clairement en évidence qu'il y a une erreur systématique importante dépendante de l'énergie. Cette systématique peut avoir plusieurs origines. On a vu dans le paragraphe B-5.5.3 que la résolution en énergie dépend grandement de l'énergie. A très basse énergie, la résolution est assez mauvaise, de l'ordre de 50 %. Cette résolution suit une loi en $\sigma(E) \approx 1.1E^{0.4}$. Le spectre montré précédemment n'est pas le « vrai » spectre dN/dE , mais le spectre convolué dN/dE' avec un noyau $P(E, E')$ dépendant de cette résolution (on suppose une dépendance gaussienne). Théoriquement, il faudrait déconvoluer le spectre de cet effet de résolution.

$$\frac{dN}{dE'} = \int dE \frac{dN}{dE} P(E, E') A(E) \quad \text{avec} \quad P(E, E') = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(E-E')^2}{2\sigma^2}}$$

En pratique, on peut vérifier l'influence de l'effet de résolution en générant un spectre en $E^{-2.7}$ et en le comparant au spectre déterminé en calculant l'intégrale précédente avec le modèle de la résolution. Cet effet a une grande influence à très basse énergie mais n'a quasiment aucune influence à haute énergie (Figure B-101).

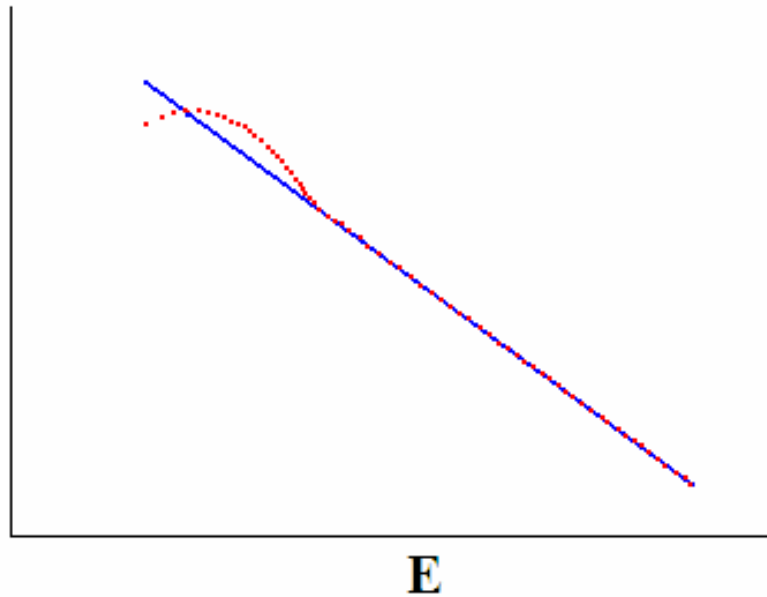


Figure B-101 : Schéma montrant la comparaison entre le spectre simulé en $E^{-2.7}$ et le spectre convolué avec un noyau gaussien avec une largeur dépendante de l'énergie.

Cet écart peut aussi venir d'un biais dans le calcul de l'acceptance. La Figure B-102 montre la comparaison entre le spectre calculé avec l'acceptance présentée dans le paragraphe B-5.6.1 et celui calculé avec une acceptance totalement « saturée » au-delà d'une énergie

d'environ $10^{18.6}$ eV. On voit clairement que la pente moyenne du spectre est changée, elle passe d'environ -3.7 à environ -3.2.

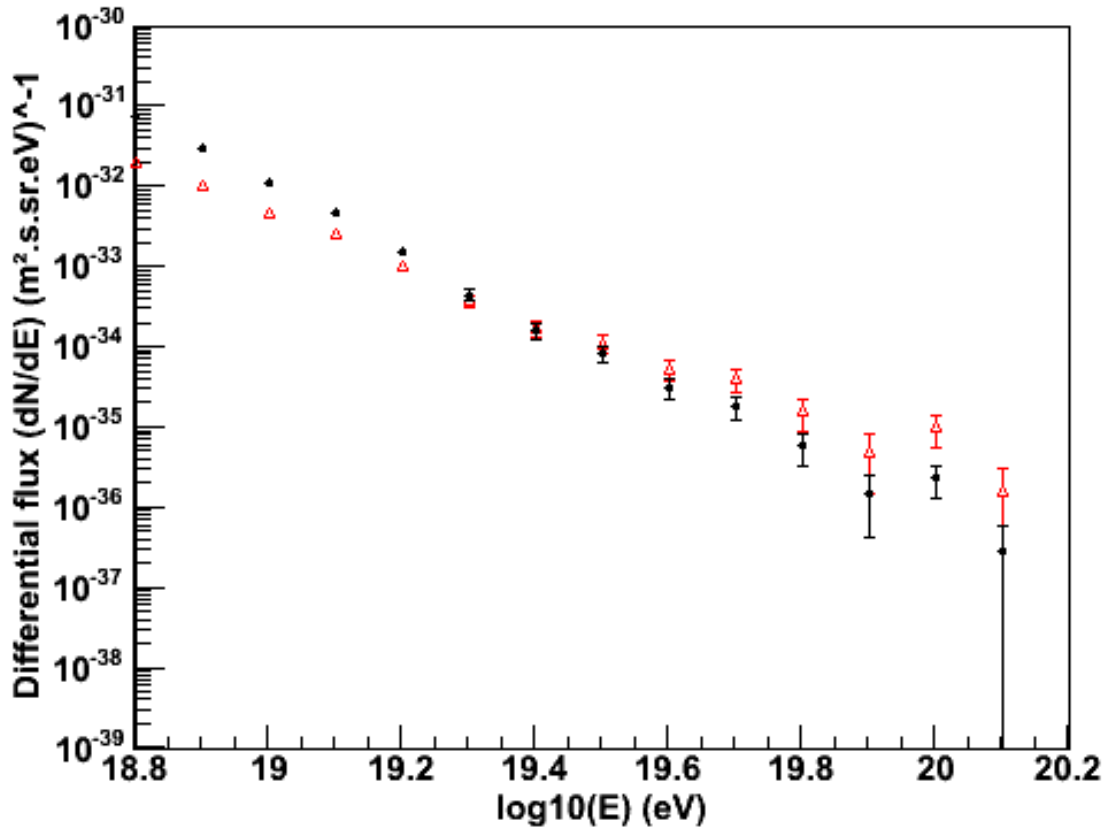


Figure B-102 : Comparaison entre le spectre calculé avec la courbe d'acceptance calculée par méthode Monte-carlo (§B-5.6.1) et celui calculé avec une courbe totalement saturée au dessus d'une énergie supérieure à $10^{18.6}$ eV (triangles creux en rouge).

Cet écart peut aussi provenir d'une mauvaise définition du critère de qualité T5. En effet, il semble que le critère tel qu'il est défini dans le §B-5.5.3 ne soit pas assez restrictif à basse énergie, c'est-à-dire que des événements mal reconstruits sont sélectionnés. Pour tester cette hypothèse, on peut essayer de construire le spectre en utilisant qu'une sous-partie du réseau stable (où le calcul de l'acceptance est relativement simple) avec différentes définitions du T5 plus ou moins restrictives comme par exemple demander à ce que les deux couronnes autour de la station ayant le plus fort signal soient présentes.

En revanche, cette systématique ne semble pas provenir d'un biais en énergie dans la procédure de reconstruction comme l'illustre la Figure B-103. On observe un biais dans la reconstruction de l'énergie qui dépend de l'énergie qui est important à très basse énergie. En revanche, au-delà de 4 EeV où est construit le spectre, le biais devient négligeable.

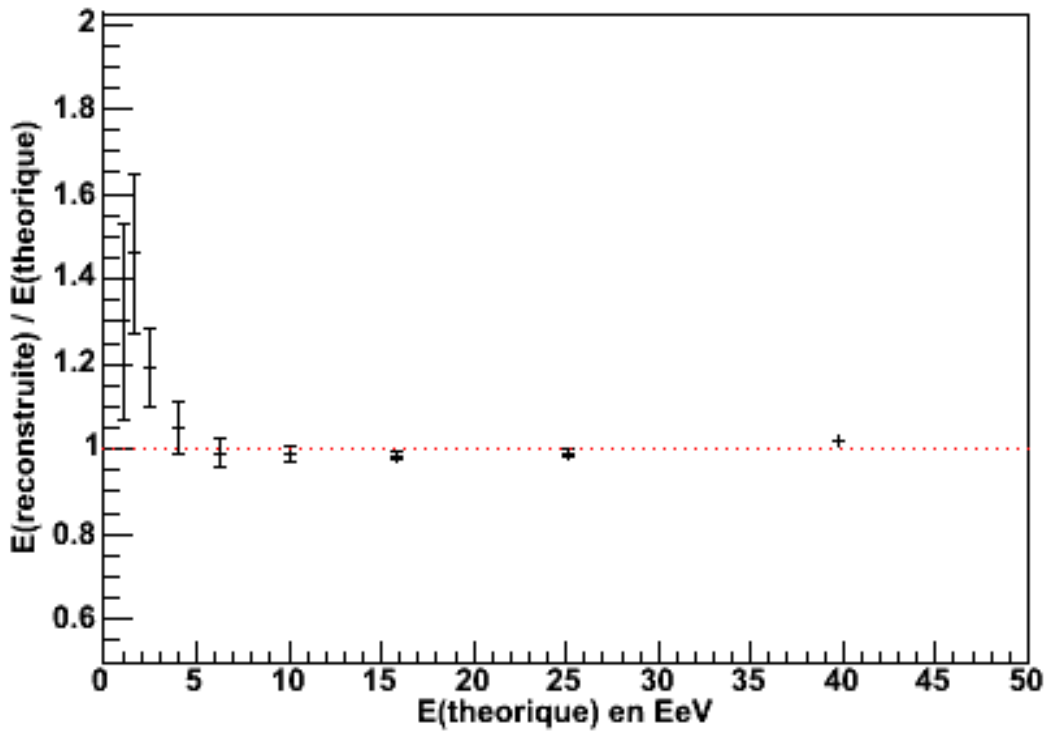


Figure B-103 : Comparaison entre l'énergie reconstruite et l'énergie vraie sur des événements simulés.

Cette erreur systématique dépendante de l'énergie peut aussi venir d'une mauvaise simulation du nombre de muons dans les gerbes par les modèles hadroniques qui peut être le signe d'une nouvelle physique à haute énergie. Les premiers résultats très préliminaires dans l'analyse des gerbes verticales d'Auger penchent vers une transition dans la composition des UHECR de noyaux lourds vers des protons aux alentours de $10^{18.5}$ eV. On a vu dans la partie B-2.1.1 que le nombre de muons dans une gerbe dépend de la composition du primaire (environ 20 % de plus dans une gerbe de fer que dans une de proton). Donc, si cette transition est confirmée, il faudrait baisser l'énergie des événements « à basse énergie », ce qui va dans le bon sens pour réduire cette systématique mais ne peut pas expliquer totalement cet écart.

Le spectre vertical construit avec une estimation de l'énergie basée sur la méthode CIC et sur un étalonnage hybride (avec la fluorescence) [b-82] constitue un spectre de référence car il ne dépend quasiment pas du choix des modèles de simulation des gerbes (en particulier des modèles hadroniques) et de l'hypothèse de composition. En effet, on a vu dans le paragraphe B-2.5.1 que la mesure de l'énergie avec les télescopes à fluorescence est calorimétrique (partie électromagnétique). La comparaison du spectre horizontal avec ce spectre vertical met en évidence un écart systématique d'environ 30 % en énergie. Si on baisse l'énergie de 30 %, le spectre horizontal colle très bien à celui vertical à très haute énergie (Figure B-104). En supposant que le nombre de muons dans la gerbe varie quasi linéairement avec l'énergie (§B-5.2.2), on peut montrer que le modèle hadronique QGSJET-1 produit environ 30 % de muons en moins par rapport aux données.

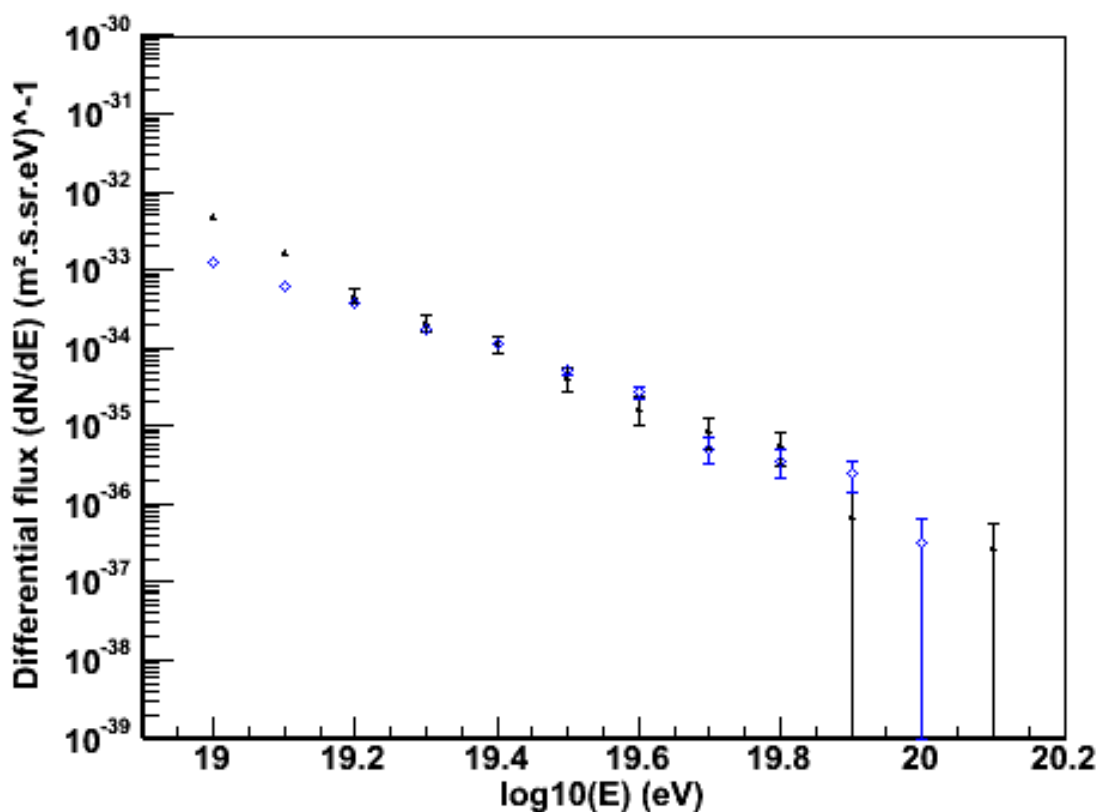


Figure B-104 : Comparaison entre le spectre des événements verticaux (losange creux en bleu) reconstruits avec la méthode CIC plus l'étalonnage de l'énergie avec les événements hybrides et le spectre des événements horizontaux reconstruits avec le modèle QGSJET-1/proton. L'énergie des événements horizontaux a été baissée systématiquement de 30 %.

B-5.7 Test des cartes théoriques de muons au sol

Deux méthodes ont été testées pour essayer de vérifier la forme des cartes de muons et donc la répartition spatiale des muons donnée par les modèles hadroniques :

1. La comparaison pour tous les événements sélectionnés par le T4, entre le nombre moyen de stations déclenchées et celui déterminé théoriquement avec les cartes de muons (en appliquant le seuil effectif T1) pour différents intervalles de $N_\mu(E, x_c, y_c)$ (équivalent à une portion de surface elliptique, Figure B-105). En balayant les différents échantillons de $N_\mu(E, x_c, y_c)$, on a accès au profil moyen (en deux dimensions) des événements.



Figure B-105 : Schéma représentant quatre zones définies par trois coupures sur le nombre de muons théoriques.

On extrait des cartes de muons pour chaque évènement, la probabilité p_j que le signal d'une station j soit compris entre les valeurs du signal pour les deux limites de l'intervalle de $N_\mu(E, x_c, y_c)$ (la station doit en plus déclencher le seuil T1). La probabilité de déclenchement d'une station suit une loi binaire avec comme probabilité p_j . Le nombre $\langle \zeta_i \rangle$ et le RMS $\sigma(\zeta_i)$ de stations prédits pour l'évènement n°i sont donnés par les 2 formules suivantes :

$$\langle \zeta_i \rangle = \sum_{j=1}^{N_{stations}(i)} p_j \quad \text{et} \quad \sigma(\zeta_i) = \sqrt{\sum_{j=1}^{N_{stations}(i)} p_j + 2 \sum_{j < k}^{N_{stations}(i)} p_j p_k - \left(\sum_{j=1}^{N_{stations}(i)} p_j \right)^2}$$

En moyennant sur tous les évènements, on obtient :

$$N_{th} = \frac{1}{N_{event}} \sum_{i=1}^{N_{event}} \zeta_i$$

$$\sigma^2(N_{th}) = \frac{1}{(N_{event})^2} \sum_{i=1}^{N_{event}} \left(\langle \zeta_i \rangle - (\langle \zeta_i \rangle)^2 + 2 \sum_{j=1}^{N_{station}(i)} \sum_{j < k}^{N_{station}(i)} p_j p_k \right)$$

La Figure B-106 montre une comparaison entre le nombre moyen de stations déclenchées observé dans les données et celui prédit pour différents intervalles de $N_\mu(E, x_c, y_c)$.

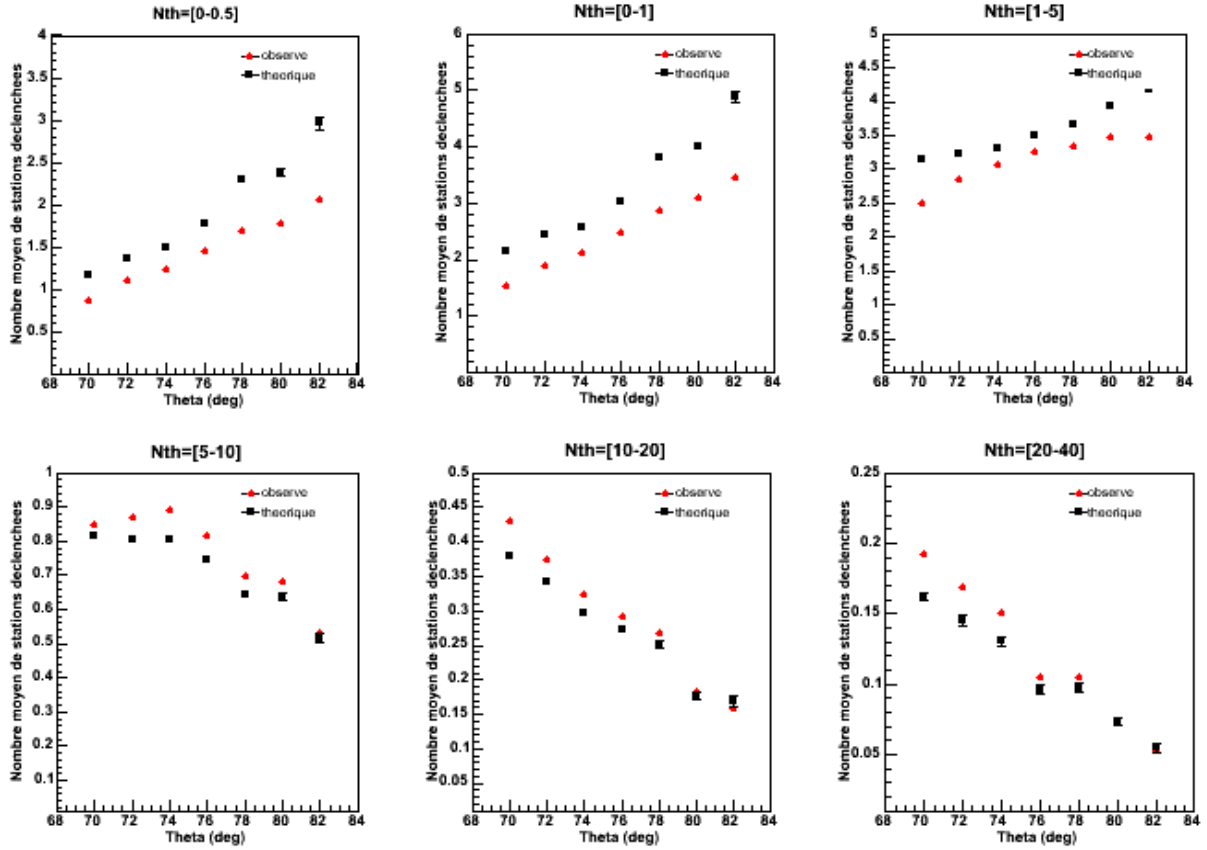


Figure B-106 : Comparaison pour différents intervalles de $N_{\mu}(E, x_c, y_c)$ entre le nombre moyen de stations déclenchées (données Auger 2005) avec celui déterminé théoriquement avec les cartes de muons. Les régions où N_{μ} est grand correspondent aux régions proches du cœur de la gerbe et vice versa pour les régions où N_{μ} est petit.

On remarque que loin du cœur de la gerbe, le nombre moyen de stations déclenchées observé est systématiquement plus faible d'environ 20 % que celui prédit par les cartes de muons quelque soit l'angle zénithal. Plus on se rapproche du cœur, plus cet écart diminue. A partir d'environ 5 muons théoriques, le rapport s'inverse avec un nombre moyen de stations observées qui devient plus grand que celui prédit à bas angle. A grand angle (supérieur à 80°), le nombre de stations observées est très sensible à la forme des gerbes qui sont très étirées et donc au seuil de déclenchement.

Cette étude semble montrer que le profil prédit par les simulations est légèrement trop plat par rapport à celui observé dans les données (Figure B-107).

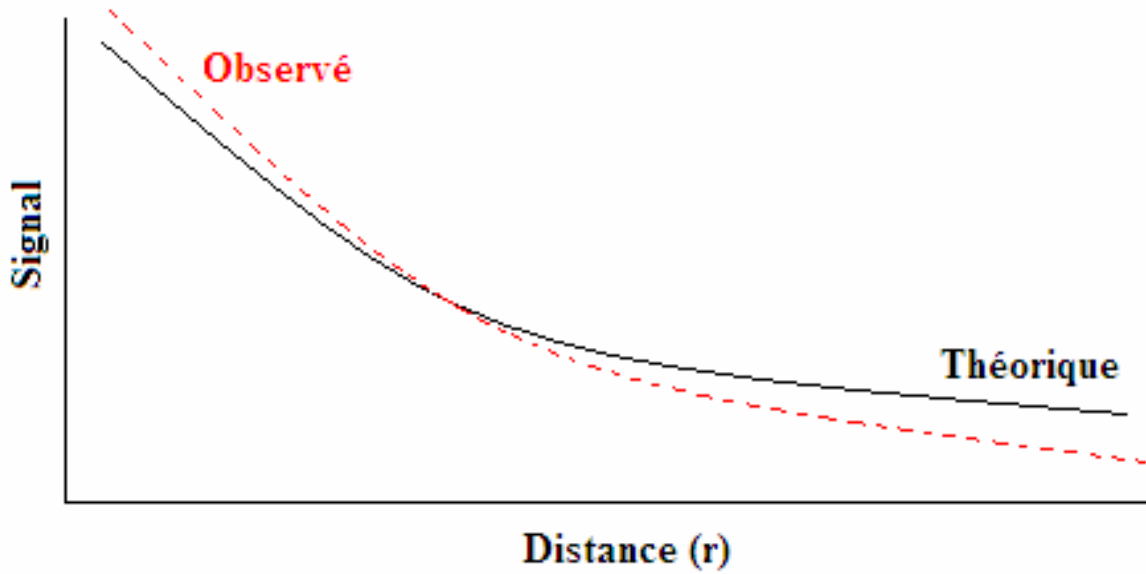


Figure B-107 : Illustration des profils moyens à un angle ψ donné observé dans les données (en pointillé) et prédis par les simulations pour un angle zénithal inférieur à 80° (angle $\psi=0$).

2. La comparaison du profil moyen des cartes de muons (équivalent à la pente de la LDF pour les gerbes verticales) pour un angle ψ (angle dans le plan de la gerbe) donné avec celle des évènements.

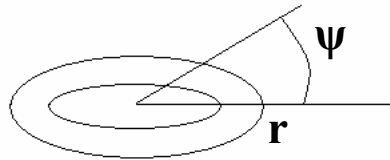


Figure B-108 : Définition des deux paramètres r et ψ dans le plan de gerbe.

Le profil pour un angle ψ donné dépend de l'angle zénithal θ . Plus θ est grand et plus le profil est plat. Pour les angles inférieurs à 75° , les effets géomagnétiques sont encore suffisamment faibles pour que la forme de l'empreinte de la gerbe soit relativement indépendante de l'angle azimutal ϕ . Ceci n'est bien sur plus vrai à grand angle. La Figure B-109 illustre bien le fait que le profil est quasiment indépendant de l'angle ϕ pour un angle θ de 70° et dépendant de l'angle ϕ pour un angle θ de 80° .

En pratique, on sélectionne tous les évènements ayant un angle zénithal θ compris entre 70 et 72° pour tous les angles azimutaux ϕ , ce qui permet d'avoir une statistique suffisante. Pour pouvoir mélanger les énergies, on utilise le fait que les cartes sont juste normalisées en énergie (§B-5.2.2). Pour finir on trace pour toutes les stations sélectionnées par les critères T4 et T5 ayant un angle ψ compris entre -20° et $+20^\circ$ (faible changement de la pente si on fait varier ψ dans cet intervalle), le nombre de muons en fonction de la racine carrée de la distance au cœur. Le nombre de muons tombés dans un détecteur est simplement déterminé en divisant le signal total par le signal moyen d'un muon.

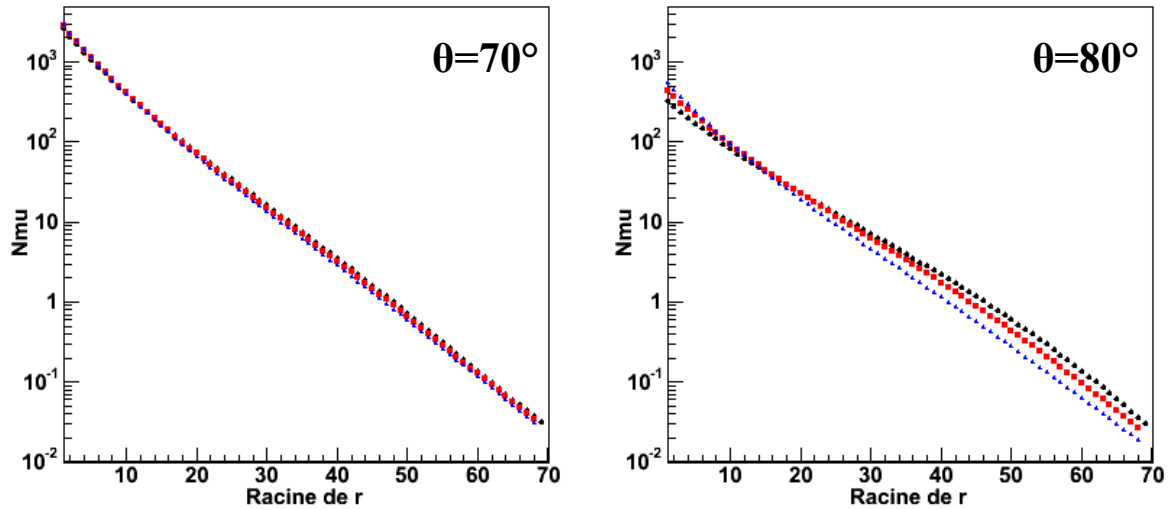


Figure B-109 : Profils « vers l'avant » ($\psi=0$) obtenus à partir des cartes de muons pour différentes valeurs de l'angle ϕ (0° (rond), 45° (carré) et 90° (triangle)) et pour deux valeurs de l'angle θ .

Afin de vérifier la cohérence de la méthode, on compare le profil théorique extrait des cartes de muons avec le profil reconstruit à partir d'événements simulés avec les mêmes cartes de muons (Figure B-110). Jusqu'à une distance d'environ 1000 m dans le plan de la gerbe (environ 3000 m au sol), le profil reconstruit suit parfaitement le profil théorique. En revanche, au-delà de cette distance, le profil reconstruit est systématiquement au dessus de celui théorique. Cet écart est dû à la non prise en compte des stations silencieuses dans le construction du profil moyen. Il est très difficile de prendre en compte les stations silencieuses dans cette étude avec les données car a priori on ne connaît pas le signal de ces stations. Pour cette raison, on ne pourra tester avec les données uniquement le profil dans une région où \sqrt{r} est inférieur à $30 \text{ m}^{1/2}$.

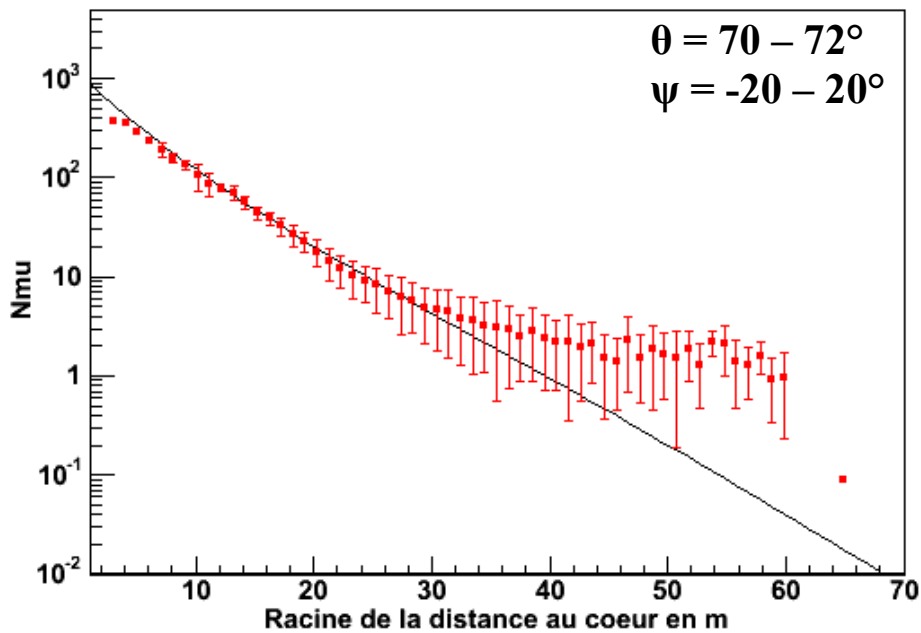


Figure B-110 : Comparaison entre le profil théorique extrait des cartes de muons (courbe noire) et le profil reconstruit à partir de 1000 événements simulés. Le profil est calculé pour θ compris entre 70 et 72° , pour un angle ψ compris entre -20 et $+20^\circ$.

Pour comparer le profil théorique avec celui obtenu à partir des vraies données, il faut d'abord vérifier qu'il n'y a pas de biais sur la position du cœur. La Figure B-111 montre l'évolution du biais et de la dispersion entre la position du cœur reconstruite à partir d'événements simulés et la position du cœur théorique. Le biais est négligeable dans les positions transverses et longitudinales.

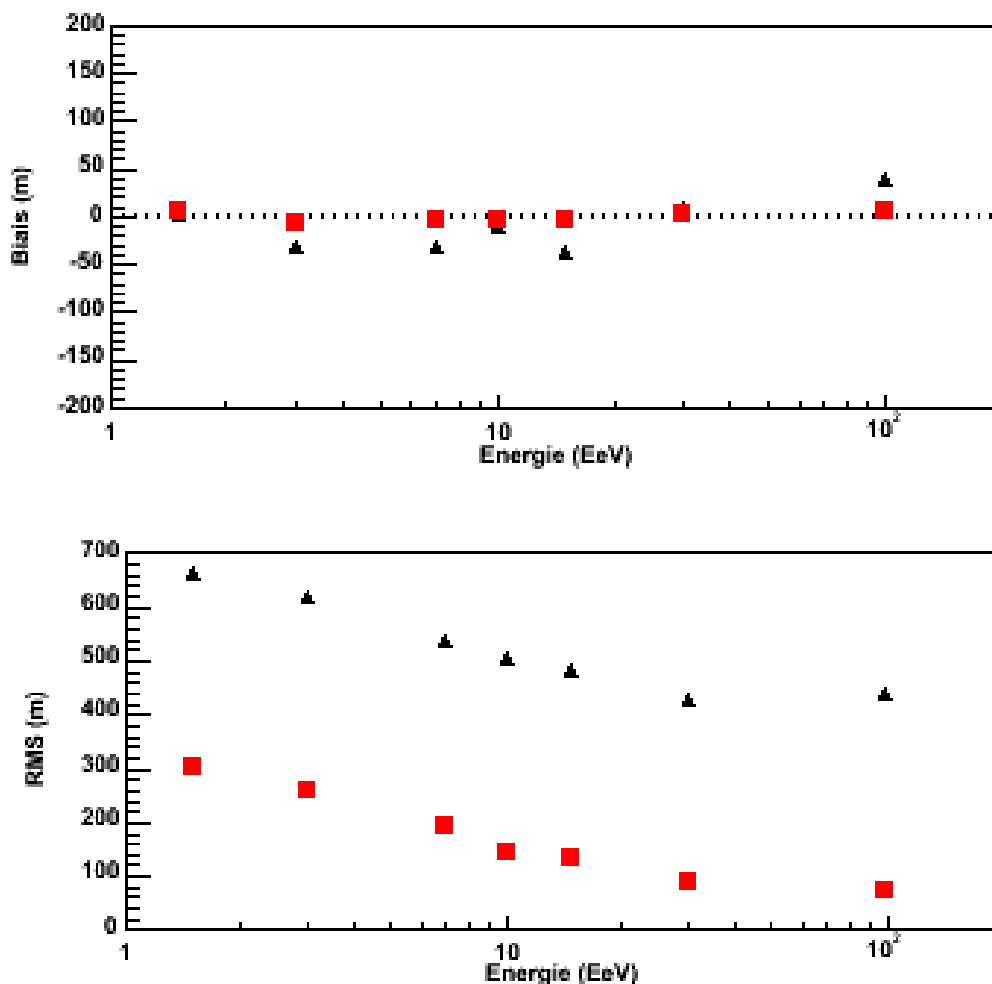


Figure B-111 : Comparaison entre la position du cœur théorique et celle obtenue à partir d'événements simulés reconstruits. Graphe du haut : biais (écart moyen). Graphe du bas : RMS. Les carrés représentent les positions transverses et les triangles désignent les positions longitudinales au sol.

La Figure B-112 montre la comparaison entre le profil moyen obtenu à partir des données et le profil théorique extrait des cartes de muons pour un angle zénithal compris entre 70 et 72°.

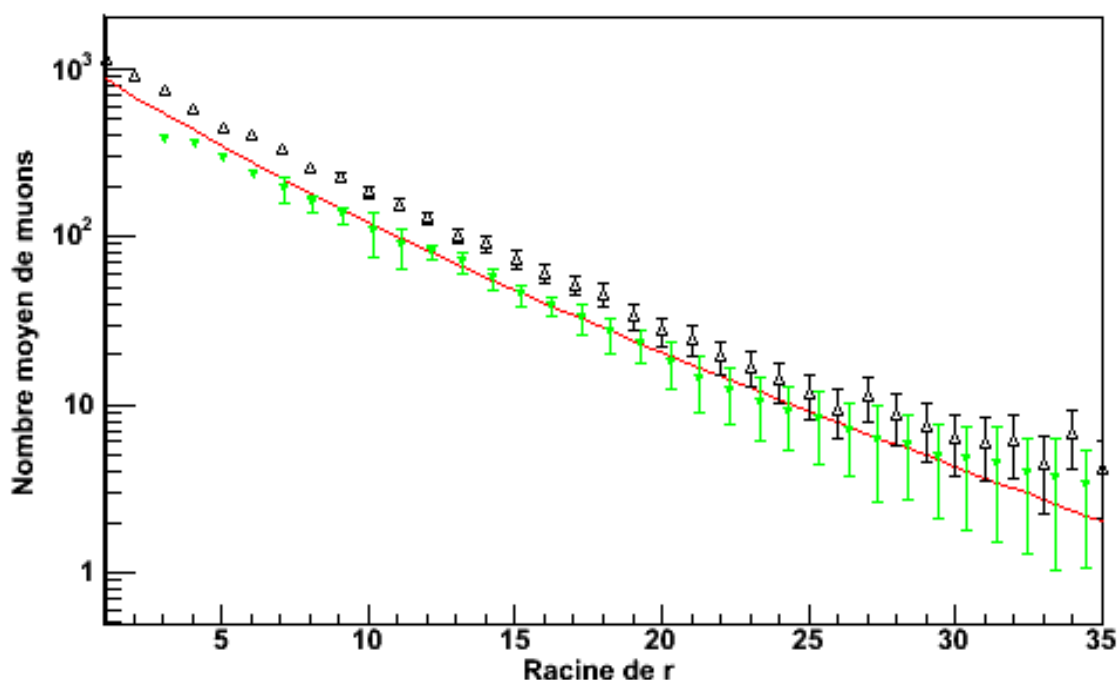


Figure B-112 : Comparaison entre le profil moyen vers l'avant déterminé avec les événements horizontaux (triangle noir creux) et celui prédit par les simulations (modèle : courbe rouge, événements simulés : triangle vert renversé) pour un angle zénithal compris entre 70 et 72 °.

Proche du cœur, le profil mesuré est systématiquement au dessus de celui prédit. Cet écart semble diminué lorsqu'on s'éloigne du cœur de la gerbe. Cette méthode confirme le résultat précédent entre 0 et 30 $\text{m}^{1/2}$ (ce qui correspond à la région où le nombre de muons est supérieur à 7) : la forme de la « LDF vers l'avant » n'est pas exactement la même, le profil simulé est légèrement trop plat par rapport aux données. Ce résultat implique que les énergies reconstruites sont toutes sur-estimées.

Par cette méthode, on peut extraire à partir des données une « LDF » purement muonique. Cette fonction peut ensuite être étendue aux angles inférieurs à 60° grâce aux simulations. En soustrayant le profil latéral mesuré avec celui purement muonique, on peut essayer de confirmer que les problèmes sur l'isotropie de la distribution angulaire des rayons cosmiques qu'on a abordé dans l'introduction de ce chapitre sont réellement dus à une mauvaise simulation de la composante muonique des gerbes.

B-5.8 Synthèse de l'analyse des gerbes horizontales

Nous avons montré que l'analyse des gerbes horizontales est un outil pertinent et très important pour tester la physique des gerbes atmosphériques et pour étudier finement la réponse des détecteurs de surface aux muons. Pour des angles zénithaux supérieurs à 70 °, les gerbes sont dominées au sol par la composante muonique. Le nombre et la répartition des

muons au sol sont très dépendants des modèles hadroniques qui possèdent de très grosses incertitudes par manque de données sur les sections efficaces proton-air à ultra haute énergie.

Dans la petite introduction sur l'analyse des gerbes verticales, nous avons déjà mis en évidence des problèmes liés à cette composante muonique en comparant la fonction d'atténuation de la relation entre le signal à 1000 m et l'énergie déterminée avec les simulations Monte-Carlo ou avec la méthode du CIC.

Pour sélectionner les événements horizontaux, nous avons mis en place une procédure basée sur la comparaison des temps de déclenchement des stations avec la propagation d'un front plan et horizontal. Cette méthode est pour l'instant la plus efficace pour sélectionner les événements même à très grand angle.

A cause des déviations géomagnétiques qui rompt la symétrie cylindrique dans le plan de la gerbe, on ne peut plus simplement reconstruire l'énergie des gerbes en étudiant le profil latéral. On doit utiliser une fonction à deux dimensions. La procédure de reconstruction de l'énergie est basée sur la comparaison des cartes de muons observées avec des cartes prédites par simulation. Le principal désavantage de cette méthode purement Monte-Carlo est son extrême sensibilité aux modèles hadroniques. Par exemple, si on utilise le modèle SYBILL 2.1 dans la reconstruction à la place de QGSJET-1, l'énergie reconstruite sera systématiquement plus grande d'environ 25 %. Si on utilise une hypothèse de composition de noyau de fer, l'énergie reconstruite sera systématiquement plus grande d'environ 20 %.

Afin d'obtenir un lot de données propres (avec une bonne résolution), nous avons rajouté un critère de qualité (T5) a posteriori. Ce critère est basé sur la comparaison entre le nombre de stations déclenchées avec celui prédit à partir des cartes de muons simulées. La prise en compte de ce critère permet de supprimer les gerbes tombées sur les bords du réseau qui sont mal reconstruites. Avec ce critère T5, la résolution en énergie est d'environ 45 % pour une énergie de 5 EeV et d'environ 12 % à environ 50 EeV.

L'acceptance, calculée de manière purement Monte-Carlo, est quasiment saturée au dessus d'une énergie d'environ 10^{19} eV. A plus haute énergie, on observe une légère baisse de l'acceptance (<15 %) à cause de la prise en compte du critère T5. La valeur de l'acceptance à 10^{19} eV d'environ 700 km².sr.y est compatible avec celle calculée analytiquement pour les gerbes verticales (en utilisant l'isotropie des rayons cosmiques).

La comparaison du spectre des événements horizontaux avec celui calculé avec les verticaux montre qu'à très haute énergie le spectre horizontal colle très bien à celui vertical mais aussi qu'il y a manifestement un problème systématique dépendant de l'énergie. Cette erreur peut venir par exemple d'une mauvaise conversion entre le signal total d'une station et le nombre de muons tombés dedans (incertitude importante pour les petits signaux), ou d'un biais dans la chaîne de reconstruction (critère de qualité T5 pas assez restrictif à basse énergie), ou très probablement d'une mauvaise simulation du nombre de muons dans les gerbes par les modèles hadroniques. Pour l'instant, ces études sur le spectre sont bien entendues très préliminaires et seront continuer dans le futur.

Une autre procédure de reconstruction est actuellement disponible dans la Collaboration Auger [b-100]. Cette procédure utilise des méthodes indépendantes (critères de sélection T4 et T5 différents, autre paramétrisation des cartes de muons, étalonnage de l'énergie avec les événements hybrides et calcul d'acceptance différent) pour déterminer l'énergie des gerbes

horizontales. Le spectre construit avec cette deuxième procédure (entre 60 et 80°) donne les mêmes résultats [b-101].

Pour finir nous avons mis en place plusieurs méthodes pour tester directement à partir des données la forme des cartes de muons prédites par les simulations. La première, basée sur la comparaison du nombre moyen de stations déclenchées dans les événements avec celui prédits par les cartes théoriques dans différentes régions en r, ψ (couronne elliptique), semble mettre en évidence que les profils simulés sont trop plats par rapport aux profils observés. La deuxième méthode consiste à directement comparer le profil latéral moyen « vers l'avant » (angle $\psi = 0$) mesuré avec les événements horizontaux à celui prédit par les cartes théoriques. La faisabilité et l'efficacité de cette méthode ont d'abord été testées avec des événements simulés avant d'être appliquée aux vraies données. Le résultat semble confirmer le précédent résultat, ce qui implique que les énergies reconstruites sont toutes sur-estimées. Cette méthode présente l'avantage de donner directement la forme de la LDF purement muon entre 70 et 72 °.

B-6 Conclusion et perspective sur l'analyse des données de l'Observatoire Pierre Auger

Après plus de deux années de prise de données, l'Observatoire Pierre Auger a déjà obtenu une statistique plus élevée que chacune des 2 expériences AGASA et HiRes, ce qui fait de lui le plus grand détecteur de rayons cosmiques d'ultra haute énergie (UHECR). Pour l'instant, le détecteur est toujours en construction avec environ les deux tiers des détecteurs de surface et 3 télescopes à fluorescence sur 4 en fonctionnement. D'ici la fin de l'année prochaine (2007), le détecteur devrait être terminé couvrant une surface d'environ 3000 km², avec plus de 30000 événements au dessus de 10¹⁹ eV dont une trentaine au dessus de 10²⁰ eV détectés par an.

Afin de mettre en place des méthodes d'analyse précises, il faut avant tout connaître et comprendre le fonctionnement de notre détecteur de surface. Pour cela, nous avons réalisé de nombreuses mesures sur des détecteurs tests afin de mettre au point une simulation du détecteur fiable et robuste qu'on utilisera dans la reconstruction de l'énergie des gerbes. Ces mesures ont permis de montrer que globalement la simulation reproduit assez bien l'ensemble des caractéristiques du signal d'un muon tombant dans un détecteur.

Néanmoins, plusieurs paramètres ne sont pas encore reproduits parfaitement par les simulations: le nombre de photoélectrons produits pour un VEM, la largeur des histogrammes de la charge d'un VEM ou encore l'excès de lumière directe par rapport à la composante diffusée dans les traces. Ces différences indiquent qu'il faut encore améliorer notre compréhension de la physique des détecteurs et en particulier la propagation des photons dans l'eau, la réflexion sur le Tyvek ou encore la réponse des photomultiplicateurs en fonction de l'angle d'arrivée des photons. Une nouvelle paramétrisation plus réaliste de la réponse spectrale de la longueur d'absorption de l'eau a été testée. Elle est basée sur la réponse spectrale de la longueur d'absorption de l'eau pure mesurée par plusieurs expériences (160 m) et sur la prise en compte d'une seconde composante non dépendante de la longueur d'onde qui est liée aux impuretés ou à des micro bulles. Les résultats préliminaires de cette nouvelle modélisation sont encourageants avec environ 10 % de photoélectrons créés en plus.

L'analyse des données de CAPISA en fonction de la hauteur d'eau a permis d'estimer séparément la longueur maximale d'absorption de l'eau et la réflectivité du Tyvek. Bien que les données soient peu précises, les paramètres mesurés sont très proches de ceux utilisés en simulation.

Le type de détecteur choisi pour instrumenter le réseau de surface permet d'avoir une bonne sensibilité aux événements horizontaux (angle zénithal supérieur à 70 °). Ces gerbes sont dominées par la composante muonique au sol. Le nombre et la répartition spatiale des muons au sol dépendent fortement des modèles hadroniques. Nous avons vu dans le premier

chapitre que les prédictions de ces modèles non contraints par des données expérimentales sont à l'heure actuelle très incertaines.

A très grand angle zénithal, la symétrie cylindrique dans le plan de la gerbe est rompue par les déviations géomagnétiques ce qui oblige à utiliser une procédure spécifique de reconstruction de l'énergie différente de celle utilisée pour les événements verticaux. Elle est basée sur la comparaison pour chaque événement de la carte de muons observée avec une carte prédite par simulation construite à partir de la position du cœur, des angles zénithaux et azimutaux de cet événement. A partir des mesures de muons très inclinées faites avec le détecteur test de l'IPN d'Orsay, nous avons déterminé avec des simulations et tabulé avec moins de 5 % d'incertitude, le signal total laissé par un muon quel que soient son angle et sa position d'entrée dans le détecteur. Ces tables permettent de convertir le signal d'une station en nombre de muons tombés dans le détecteur.

Afin de sélectionner les événements horizontaux, nous avons mis en place une procédure (T4has) basée sur les temps de déclenchement des stations avec la propagation d'un front plan et horizontal. Cette méthode permet de sélectionner en même temps les événements horizontaux et les stations qui les composent. Pour supprimer les gerbes sélectionnées par le T4has tombant à l'extérieur du réseau qui ont une grande chance de ne pas être bien reconstruites, nous avons ajouté un critère de qualité T5. Ce critère est basé sur la comparaison entre le nombre de stations déclenchées avec celui prédit par les cartes théoriques de muons. La résolution en énergie est de l'ordre de 45 % à basse énergie et d'environ 25 % au-delà de 50 EeV.

Afin de mesurer le spectre en énergie des événements horizontaux, nous avons déterminé l'acceptance sur toute la gamme d'énergie de manière purement Monte-Carlo. Cette méthode bien que lourde à mettre en œuvre permet de finement prendre en compte les critères de sélection T4 et T5 et la forme réelle du réseau et son évolution dans le temps entre le 01/01/2005 et le 30/06/2006. L'acceptance est quasiment saturée au dessus d'une énergie d'environ 10^{19} eV et sa valeur maximale est d'environ 720 km².sr.y. L'énergie reconstruite et le calcul de l'acceptance dépendent du modèle hadronique choisi. Nous avons mis en évidence que l'énergie reconstruite avec SYBILL 2.1 est systématiquement plus grande d'environ 25 % que celle reconstruite avec le modèle QGSJET 1. Cet écart peut être expliqué par les différentes prédictions des sections efficaces proton - air par les 2 modèles. En plus de cette dépendance avec le modèle, l'énergie est aussi très dépendante de l'hypothèse de composition du primaire.

La comparaison de ce spectre avec celui des événements verticaux montre que le spectre horizontal colle bien avec celui vertical à très haute énergie ($E > 10^{19.2}$ eV) et indique clairement qu'il y a un problème systématique dépendant de l'énergie. Nous avons essayé de lister et de quantifier toutes les sources de systématiques liées à la procédure de reconstruction des gerbes horizontales (biais en énergie, mauvaise résolution à basse énergie, critère de qualité T5 pas assez restrictif à basse énergie). Nous avons ensuite montré que cette erreur peut aussi être liée à une erreur sur l'hypothèse de composition à basse énergie ou à une mauvaise simulation du nombre de muons dans les gerbes par les modèles hadroniques. Si cette dernière hypothèse très probable est validée, cela peut être un signe d'une nouvelle physique dans ce domaine d'énergie.

Nous avons mis en place deux méthodes pour tester les profils moyens des cartes théoriques de muons et ainsi tester directement la répartition des muons prédite par les

modèles hadroniques. Ces deux méthodes mettent en évidence que les profils simulés sont légèrement trop plats par rapport aux profils observés. La deuxième méthode utilisée permet en plus de mesurer directement à partir des données une « LDF vers l'avant » à grand angle purement muonique. Toutes ces analyses sont bien évidemment préliminaires et demandent d'être confirmées dans le futur avec une statistique plus élevée.

On ne peut pas terminer cette partie sur l'analyse d'Auger sans rappeler les premiers résultats physiques préliminaires mais déjà très impressionnants avec les deux premières années de prise de données sur les anisotropies dans la région du centre galactique [b-102] et sur la limite de la fraction de photons dans les UHECR [b-103]. Avec une statistique importante, Auger ne confirme pas l'excès d'événements observés par AGASA et SUGAR dans la région du centre galactique. Une limite de 16 % sur la proportion de photons au dessus d'une énergie de 10 EeV a été mise. Cette limite est suffisamment basse pour rejeter certains modèles « top/down » parmi les plus exotiques.

*« Le temps met tout en lumière »
Thales*

B-7 Bibliographie

- [b-1] Pierre Auger et al, Académie des Sciences, séance du 8 juin 1938
- [b-2] Pierre Auger et al, Académie des Sciences, séance du 18 juillet 1938
- [b-3] J.R. Hoerandel, for the KASCADE Collaboration, *Galactic cosmic rays and the knee – Results from the KASCADE experiment*, astro.ph9253J (2005)
- [b-4] S. Yoshida et al, *Astropart. Phys.* 3 (1995) 105
- [b-5] S.C. Corbato et al, Proc. Of the International Workshop on techniques to study cosmic rays with energies greater than 10^{19} eV, Paris, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 28B (1992) 36
- [b-6] K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* 16, 748 (1966)
- [b-7] G.T. Zatsepin, V.A. Kuzmin, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 4, 144 (1966) [*JETPO. Lett.* 4, 78 (1966)]
- [b-8] The High-Resolution Fly's Eye Collaboration, *A study of the composition of ultra-high energy cosmic rays using the High-Resolution Fly's Eye*, *Astrophys. J.*, vol. 622, Issue 2, p 910-926
- [b-9] M. Teshima et al, *Chemical composition of ultra-high energy cosmic rays observed by AGASA*, 28th ICRC Tsukuba (2003)
- [b-10] M. Takeda et al, *Small scale anisotropy of cosmic rays above 1019 eV observed with the Akeno Giant Air Shower Array*, *Astrophys. J.*, 22225-237, 1999, astro-ph/ 9902239
- [b-11] E. Parizot, *Accélération des particules : les mécanismes de Fermi*, proceedings pour l'Ecole CNRS de Goutelas XXXVI (2003)
- [b-12] Y. Gallant, *Aspects modernes de l'accélération : Chocs relativistes, effets non-linéaires, turbulence*, proceedings pour l'Ecole CNRS de Goutelas XXXVI (2003)
- [b-13] G. Maurin, *Etude de la nature des rayons cosmiques d'ultra haute énergie à partir des première données de l'Observatoire Pierre Auger*, Thèse de doctorat, Université Denis Diderot – Paris 7, (2005)
- [b-14] P. Da Silva, *A la recherche des énergies extrêmes : détection des rayons cosmiques avec l'Observatoire Pierre Auger*, Thèse de doctorat, Université Paris 6 (2004)
- [b-15] K. Kamata and J. Nishimura, The lateral and the angular structure functions of the electron showers, *Suppl. Prog. Theor. Phys.* 6 (1958) 93

- [b-16] S.J. Sciutto, *Aires user's manual and reference guide*, <http://www.fisica.unlp.edu.ar/auger/aires>
- [b-17] D. Heck et al, *CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers*, Forschungszentrum Karlsruhe FTZA, 6019 (1998)
- [b-18] H. Fesefeldt. Report pitha-85/02. *RWTH Aachen*, (1985).
- [b-19] A. Ferrari, *Fluka manual*, <http://www.fluka.org>
- [b-20] P. Lipari et al. *Sibyll : An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades*, Phys. Rev., D 50 :5710, (1994).
- [b-21] S. Ostapchenko et al, Nucl. Phys. B (proc. suppl.), 52B, 17, (1997).
- [b-22] M. Risse et al. *Comparison of hadronic interaction models at auger energies*. (2002). <http://arxiv.org/astro-ph/0210392>.
- [b-23] J. Linsley, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 146
- [b-24] M. Cusker et al, Il nuovo Cimento 28, 175 (1963)
- [b-25] M.A Lawrence et al, J. Phys. G. 17 (1991) 773
- [b-26] B. N. Afanasiev et al, Proc. Of the 24th ICRC, Rome, Italy 2 (1995) 756
- [b-27] D.J. Bird et al, Ap. J. 424 (1994) 491
- [b-28] D. Ardouin et al, *Radio-Detection Signature of High Energy Cosmic Rays by the CODALEMA Experiment*, Nucl. Phys. And Methods 555 (2005) 148
- [b-29] J. Petrovic, *Radio emission of highly inclined cosmic ray air showers measured with LOPES*, Astronomy & Astrophysics 7 may 2006
- [b-30] D. Barnhill et al, for the Auger Collaboration, 29th ICRC Pune (2005), usa-bauleao-PM-abs2-he14-poster
- [b-31] Auger Collaboration, 29th ICRC Pune (2005), aus-bellido-J-abs1-he14-oral
- [b-32] J.Brack et al, for the Auger Collaboration, 29th ICRC Pune (2005), arg-rovero-AC-abs1-he15-poster
- [b-33] M. Nagano et al, Astropart. Phys., 22, 235 (2004)
- [b-34] F. Nerling et al for the Auger Collaboration, 29th ICRC Pune (2005), ger-nerling-F-abs2-he14-poster
- [b-35] H. Barbosa et al, Astropart. Phys., 22, 159 (2004)
- [b-36] P. Bauleo et al, for the Auger Collaboration, 29th ICRC Pune (2005), arg-rovero-AC-abs1-he15-poster

- [b-37] R. Cester et al, for the Auger Collaboration, 29th ICRC Pune (2005), usa-roberts-M-abs1-he15-poster
- [b-38] Arqueros et al, for the Auger Collaboration, 29th ICRC Pune (2005), usa-malek-M-abs1-he15-poster
- [b-39] The Pierre Auger Observatory design report, second edition, 1997
- [b-40] Auger Collaboration, 29th ICRC Pune (2005), arg-bertou-X-abs1-he14-oral
- [b-41] Photonis, Avenue R. Roncier, B.P. 520, 19106 Brive Cedex, France,
<http://www.photonis.com>
- [b-42] B. Génolini et al, *Design of the photomultiplier bases for the surface detectors of the Pierre Auger Observatory*, IPNO DR-01-010, Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, 2001
- [b-43] B. Génolini et al, *Low power high dynamic range photomultiplier bases for the surface detectors of the Pierre Auger Observatory*, Nucl. Instrum. Methods Physics A 504 (2003) 240-244
- [b-44] I. Lhenry-Yvon et al, *SD electronics: simulations on the dynamic range*, IPNO DR-01-009, Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, 2001
- [b-45] B. Génolini & al, *Effects of the temperature and of the Earth's magnetic field*, Auger technical note GAP 2003-017
- [b-46] A. Tripathi & al, *Effect of Earth's Magnetic Field on Production Photonis PMTs*, Auger technical note GAP 2002-013
- [b-47] T. Suomijärvi, *Surface detector electronics for the Pierre Auger Observatory*, proceedings of ICRC 2001
- [b-48] T.K Gaisser et al, *Cosmic rays and particle physics*, Cambridge University Press (1990)
- [b-49] M.P. De Pascale et al, J. Geophys. Res. 98, 3501 (1993)
- [b-50] O.C. Allkofer et al, Phys. Lett. B36, 425 (1971)
- [b-51] B.C. Rastin, J. Phys. G10, 1609 (1984)
- [b-52] C.A. Ayre, J. Phys. G1, 584 (1975)
- [b-53] J. Kremer et al, Phys. Rev. Lett. 83, 4241 (1999)
- [b-54] H. Jokisch et al, Phys. Rev. D19, 1368 (1979)
- [b-55] M. Aglietta et al, *The EAS-TOP array at Gran Sasso: Results of the Electromagnetic Detector*, Nucl. Physics B, 16, 493 (1990)
- [b-56] D. Breton et al, *Very high dynamic range and high sampling rate VME digitalizing boards for Physics experiments*, IEEE Trans. Nucl. Sci., vol 52, Issue 6 (2005) 2853-2860

- [b-57] A. Creusot, *Etudes des détecteurs de surface de l'Observatoire Pierre Auger : tests, simulation et étalonnage*, Thèse Université Paris XI (2004)
- [b-58] D. Dornic et al, *Calibration analysis: CAPISA data*, Auger technical note GAP 2005-101
- [b-59] P. Billoir, *Reconstruction of Showers with the Ground Array: Status of the Prototype Program*, Auger technical note GAP 2000-025
- [b-60] C. Pryke, *Instrumentation development and experimental design for a next generation detector of the highest energy cosmic rays*, PhD Thesis, The University of Leeds, England 1996
- [b-61] P. Allison et al, for the Auger Collaboration, 29th ICRC Pune (2005), usa-busca-N-abs1-he15-poster
- [b-62] M. Circella, *Primary cosmic ray and muon measurements with CAPRICE*, Nucl. Physics B (Proc. Suppl.) 100 (2001) 127-129
- [b-63] P. Bauleo et al, *Experimental comparison of the optical reflectivity for metallocene-coated and uncoated Tyvek*, Auger technical note GAP-2001-057
- [b-64] J.C. Arteaga-Velázquez et al, *A measurement of the diffuse reflectivity of 1056 Tyvek in air and water*, Nucl. Instrum. Methods Physics A 553 (2005) 312-316
- [b-65] M.E. Moorhead et al, *Optical properties of an EMI K2CsSb bialkali photocathode*, Nucl. Instrum. Methods Physics A 378 (1996) 162-170
- [b-66] M.D. Lay, *Parametrisation of the angular response of the R1408 Hamamatsu eight-inch photomultiplier tube to be used in the Sudbury Neutrino Observatory*, Nucl. Instrum. Methods Physics A 383 (1996) 485-494
- [b-67] D.P. Jones, *Photomultiplier sensitivity variation with angle of incidence on the photocathode*, Applied Optics vol. 15, No. 4 (April 1976)
- [b-68] C. Grunfeld, <http://www.electro.fisica.unlp.edu.ar/auger/>
- [b-69] M. Aglietta, *A direct measurement of the photoelectron number per vertical muon in the CAPISA SD detector*, Auger technical note GAP 2005-010
- [b-70] P. Allison, *Calculation of the number of photoelectrons produced per tank based on PMT test data and station monitoring data*, Auger technical note GAP 2004-046
- [b-71] P. Billoir, *Analytic approach of the absorption cherenkov light in water tanks*, Auger technical note GAP 2006-051
- [b-72] R. M. Pope and E. S. Fry, *Absorption spectrum (380-700 nm) of pure water. II. Integrating cavity measurements*, Appl. Opt., 36, 8710-8723, (1997).
Données disponibles à l'adresse suivante: <http://omlc.orgi.edu/spectra/water/data/pope97.dat>
- [b-73] C. Bérat et al, *Utilisation de Geant 4/DPA*, Réunion Auger France, juin 2006

- [b-74] C.B. Bonifazi et al, *Response of a water cherenkov detector to oblique and quasi-horizontal muons*, Auger technical note GAP 2001-018
- [b-75] A. Etchegoyen et al, *Muon-track studies in a water cherenkov detector*, Nucl. Instrum. Methods Physics A 545 (2005) 602-612
- [b-76] D. Supanitsky et al, *Semi-analytical Model of the Three Fold Charge Spectrum in a Water Cerenkov Tank*, Auger technical note GAP 2003-113
- [b-77] M.C. Medina et al, *Sensitivity of muon data to the water level in a water cherenkov tank*, Auger technical note GAP 2004-001
- [b-78] X. Bertou et al, *Calibration of the surface array of the Pierre Auger Observatory*, Nucl. Instrum. Methods Physics A (à paraître)
- [b-79] P. Allison et al, *Pulse shape agnostic methods of measuring the dynode-anode ratio*, Auger technical note GAP 2004-033
- [b-80] D. Allard et al, *The trigger system of the Pierre Auger surface detector: operation, efficiency and stability*, Proceedings of ICRC 2005
- [b-81] P. Allison, *Origin of the Time over threshold trigger rate dependence on water quality and the Time over threshold background*, Auger technical note GAP 2005-040
- [b-82] J. Aublin, *Etude des rayons cosmiques ultra énergétiques avec l'Observatoire Pierre Auger : de l'acceptance du détecteur à la nature des particules primaires et aux mesures d'anisotropies*, Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2006
- [b-83] O. Deligny, *Observatoire Pierre Auger : Analyse des gerbes inclinées, observation des neutrinos d'ultra haute énergie et signatures d'une origine locale pour les rayons cosmiques chargés*, Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2003
- [b-84] X. Bertou, *L'Observatoire Pierre Auger : vers la détection de photons et de neutrinos à ultra haute énergie*, Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2002
- [b-85] X. Bertou, *Tau Neutrinos in the Auger Observatory: A New Window to UHECR Sources*, Astropart. Phys. 17 (2002) 183-193
- [b-86] Pierre Auger Collaboration, *Detection of very inclined showers with the Auger Observatory*, 29th ICRC Pune (2005), mex-nellen-L-abs1-he14-oral
- [b-87] X. Bertou et al, *Analysis of Quasi-horizontal Showers Detected in the Auger Ground Detector*, Auger technical note GAP 1997-058
- [b-88] X. Bertou and P. Billoir, *On the Origin of the Asymmetry of Ground Densities in Inclined Showers*, Auger technical note GAP 2000-017
- [b-89] P. Billoir, *Reconstruction of Showers with the Ground Array: Status of the Prototype Program*, Auger technical note GAP 2000-025
- [b-90] P. Billoir, *Testing the Surface Detector of the Engineering Array with Horizontal Showers*, Auger technical note GAP 2000-045

- [b-91] J. Linsley, *Phys. Rev. Lett.*, 10 , 146, 1963.
- [b-92] X. Bertou, *Improving the T4 by the Bottom Up tank selection*, Auger technical note GAP 2005-02
- [b-93] O. Deligny et al, *Horizontal event selection*, Auger technical note, en préparation
- [b-94] C. Bonifazi et al, *Angular resolution of the Auger surface detector*, Auger technical note GAP 2006-016
- [b-95] The Auger Collaboration, 29th ICRC Pune (2005), bra-bonifazi-C-abs1-he14-oral
- [b-96] D. Allard et al, *Aperture calculation of the Pierre Auger Observatory surface detector*, 29th ICRC Pune (2005), fra-parizot-E-abs1-he14-poster
- [b-97] S. Ostapchenko, *QGSJET II: results for extensive air showers*, Nucl. Phys. B (proc. suppl., v. 151, iss. 1 [SPECIAL ISSUE], p 147-151
- [b-98] S. Ostapchenko et al, *Hadronic interactions in QGSJET-II: physics and results*, 29th ICRC Pune (2005), ger-ostapchenko-S-abs1-he14-oral
- [b-99] O. Deligny et al, *Acceptance for horizontal showers*, Auger technical note, en preparation
- [b-100] N. Busca et al, *An estimate of the cosmic ray spectrum using inclined data of the Pierre Auger Observatory*, Auger technical note GAP2006-025
- [b-101] E. Zas et al, HAS reconstruction within DPA, présentation orale lors de la réunion de collaboration, Chicago, 12 septembre 2006.
- [b-102] The Auger Collaboration, *Anisotropy studies around the galactic centre at EeV energies with Auger data*, 29th ICRC Pune (2005), fra-letessier-selvon-A-abs1-he14-oral
- [b-103] The Auger Collaboration, *Upper limit on the primary photon fraction from the Pierre Auger Observatory*, 29th ICRC Pune (2005), ger-risse-M-abs2-he14-oral

Résumé

Les photomultiplicateurs sont au coeur de la plupart des expériences d'astroparticules. Dans ce cadre, nous avons étudié et caractérisé des photomultiplicateurs (PM) hémisphériques fabriqués par la Société Photonis. La première partie de cette thèse est consacrée à la caractérisation complète de deux types de multiplicateurs couramment utilisés dans les PM de grande dimension. Nous montrons ensuite les résultats obtenus avec un PM équipé d'une nouvelle photocathode développée pour améliorer le rendement quantique. Pour finir cette partie, nous présentons les résultats sur l'évolution des principaux paramètres des PM en fonction de la dimension (5, 8 et 10 pouces).

La deuxième partie est consacrée à l'étude de la réponse des détecteurs Čerenkov à eau du réseau surface aux particules des gerbes et à l'analyse des gerbes horizontales avec l'Observatoire Pierre Auger. De nombreuses mesures faites sur plusieurs détecteurs tests ont permis de mettre au point une simulation du détecteur réaliste qui sera utilisée ensuite dans la procédure de reconstruction de l'énergie des gerbes et de déterminer les paramètres clefs de l'étalonnage des détecteurs de surface. Le type de détecteur choisi pour instrumenter le réseau de surface permet d'avoir une bonne sensibilité aux événements horizontaux (angle zénithal supérieur à 70°). Nous avons mis au point des méthodes spécifiques d'analyse pour ces événements. Cette procédure a été appliquée aux données d'Auger afin d'obtenir le spectre en énergie des gerbes horizontales. Nous finissons cette partie en détaillant deux méthodes pour tester directement les prédictions des modèles hadroniques en étudiant la composante muonique des gerbes.

Mots clefs : Photomultiplicateur, efficacité quantique, post-impulsions, Observatoire Pierre Auger, rayons cosmiques, détecteurs de surface, étalonnage, gerbe horizontale.

Abstract

The large photomultipliers (PMT) are currently used in astroparticle and neutrino experiments where they have to detect low levels of light. We have studied and characterised large PMTs developed by the PHOTONIS Group Company. The first part of this thesis is dedicated to the full characterization of two types of multipliers currently used in large PMTs. Then, we present results of a new photocathode process, applied on the XP1805 (PMT used in the Pierre Auger Observatory) in order to improve the quantum efficiency. Finally, we study the PMT diameter influence on main parameters (5, 8 and 10 inches).

The second part is devoted to the study of the water Čerenkov tank (WCD) response to the shower particles and the horizontal air showers analysis with the Pierre Auger Observatory. The main parameters of a WCD simulation developed in the Auger IPN group were calibrated with several measurements on vertical and inclined muons, performed on dedicated test tanks. The kind of detector used in the surface detector allows detecting very inclined events with a good sensitivity (zenith angle superior to 70 degrees). We have established specific methods to analyze these events (selection and reconstruction). These methods were applied to the Auger data in order to obtain the energy spectrum of the horizontal events. Finally, we detailed two methods to test directly the hadronic models predictions by studying the air showers muonic component.